

**Stoßparameterabhängige Vielfachionisation
im Proton-Neon-Stoßsystem**

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von

Hisham Sharebati
aus Jerusalem (Jordanien)

Frankfurt 1989

Inhaltsverzeichnis

Stoßparameterabhängige Vielfachionisation im Proton-Neon-Stoßsystem

Inaugural-Dissertation

zur

**Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften**

**vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main**

von

Hisham Sharabati

aus Jerusalem (Jordanien)

Frankfurt 1989

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Universität Frankfurt am Main.

Dekan: Prof. Dr. H. Klein

Erster Berichterstatter: Prof. Dr. K. Bethge

Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. R. Dreizler

Tag der Promotion: 10. Mai 1989

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
2. Theorie der Vielfachionisation	8
2.1. Überblick	8
2.2. Semiklassisches Modell unabhängiger Elektronen (IEA) . . .	12
2.3. "Klassische" Monte-Carlo-Verfahren	16
2.3.1. Semiklassisches Quantenstatistisches Modell	16
2.3.2. nCTMC-Verfahren	19
2.4. Semi-Classical-Approximation (SCA)	24
3. Experiment	29
3.1. Das Ziel des Experiments	29
3.2. Das Meßprinzip	30
3.3. Strahlführung und Meßapparatur	32
3.4. Detektion der Rückstoßionen	35
3.5. Transmission der Rückstoßionen	38
3.6. Streukammer und Rückstoßionenspektrometer	40
3.7. Detektion der Projektile	43
3.7.1. Wahl des Detektortyps	43
3.7.2. Physikalisches Grundprinzip des Detektors	44
3.7.3. Detektoraufbau	47
3.7.4. Betrieb des Detektors	50
3.8. Die Verarbeitungselektronik	55
3.8.1. Projektileilchenelektronik	55
3.8.2. Rückstoßionenelektronik	59

4. Datenanalyse und Auswertung	60
4.1. Umrechnung des Streuwinkels in Stoßparameter	60
4.2. Kinematik des Stoßprozesses und Nachweiswahrscheinlichkeit	62
4.3. Relative Ionisationswahrscheinlichkeit	66
4.4. Absolutnormierung	67
4.5. Fehlerbetrachtung	71
5. Ergebnisse und Diskussion	73
5.1. Analyse der Daten im Bild "unabhängiger Elektronen"	75
5.2. Mögliche Ursachen für Abweichungen von der Binomialstatistik	79
5.3. Vergleich mit nCTMC- und SCA-Rechnungen	82
6. Schlußbemerkung	85
Literaturverzeichnis	86
Danksagungen	91
Lebenslauf	92

Zusammenfassung

Für die Stoßsysteme $0,5 \text{ MeV } p \rightarrow \text{Ne}$ und $1 \text{ MeV } p \rightarrow \text{Ne}$ wurden Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit vom Projektilstreuwinkel gemessen.

Diese Messungen (Projektil-Rückstoßionen-Koinzidenz) wurden mit einem zweidimensional ortsauflösenden Projektildetektor und einem Rückstoßionenflugzeitspektrometer durchgeführt.

Die Messergebnisse wurden mit der SCA-Theorie und nCTMC-Rechnungen verglichen. Die klassischen Berechnungen (n-Teilchen-Monte-Carlo-Verfahren mit klassischen Trajektorien) können die gemessenen Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten in der absoluten Größe sehr gut beschreiben. Aus der Datenanalyse können die einzelnen Schalenbeiträge und die Stärke des Elektroneneinfangs bestimmt werden. Die SCA-Rechnungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den ermittelten K-Schalenionisationswahrscheinlichkeiten, wohingegen sie die L-Schalenionisationswahrscheinlichkeiten stark unterschätzen. Dies ist zu erwarten, da das Verhältnis von Projektilgeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit der L-Schalenelektronen weit außerhalb des SCA-Gültigkeitsbereichs liegt.

Diese ersten im Streuwinkel differentiellen Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten für Protonen-Stoß auf schwere Atome zeigen, daß die klassischen Monte-Carlo-Verfahren die Kinematik von Vielteilchenstreu Problemen auch in schweren Targets hervorragend beschreiben können.

1. Einleitung

Die Ionisation der Materie durch schnelle geladene Teilchen hat seit Jahrzehnten sowohl experimentell als auch theoretisch größtes Interesse gefunden. Man sollte daher annehmen, daß dieser Prozess heute weitgehend verstanden ist und keine unerwarteten Ergebnisse auf diesem Gebiet für Überraschung sorgen werden. Dank verbesserter Experimentier- und Beschleunigertechnik ist die Untersuchung dieser Prozesse heute jedoch nicht nur hoch differentiell, sondern auch für exotische Projektile, wie Positronen oder Antiprotonen möglich geworden. So haben neuere Ergebnisse der Einfach- und Zweifachionisation von Helium durch Antiprotonenbeschuß in der Tat unerwartete Resultate gebracht und neue fundamentale Fragen zum Ionisationsprozess aufgeworfen.

Es zeigte sich (Abb. 1.1), daß das Verhältnis von He-Zweifachionisation zu He-Einfachionisation ($\sigma(\text{He}^{++})/\sigma(\text{He}^{+})$) für Antiprotonen und Protonen nicht nur eine andere Energieabhängigkeit aufweist, sondern auch, bei kleinen und mittleren Energien, zu ganz unterschiedlichen Absolutwerten führt. In der quantenmechanischen Bornschen Näherung sollte in erster Ordnung das Vorzeichen der Ladung keinen messbaren Einfluß auf die totalen Ionisationswirkungsquerschnitte haben und daher wäre für beide Projektile ein einheitlicher Datensatz erwartet worden, was jedoch nur für Energien größer 10 MeV experimentell bestätigt werden konnte. In einem klassischen Bild der Wechselwirkung zwischen Projektil und einem, im Atom gebundenen Elektron, hat jedoch eine attraktive Kraft einen ganz unterschiedlichen Einfluß auf die Impulsüberträge des Projektils auf das Elektron als eine repulsive Kraft. Für Protonen auf He z. B. ist bei kleinen internuklearen Abständen die Coulombkraft des Kernes erhöht (dem Li-Kern entsprechend), für Antiprotonen auf He jedoch auf die Hälfte erniedrigt (dem H-Kern entsprechend). Das führt während des Stoßprozesses zu völlig anderen Elektronenzuständen. Diesen Fragen sind in jüngster Zeit viele theoretische Arbeiten gewidmet



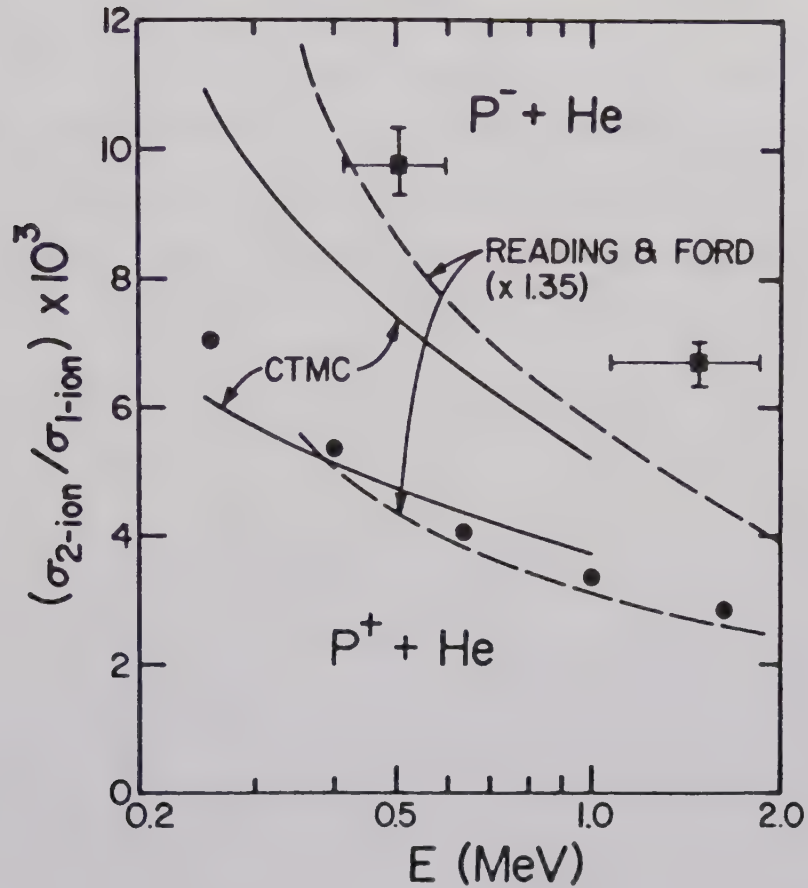


Abb.1.1: Gemessenes Verhältnis von He-Zweifachionisation zu He-Einfachionisation ($\sigma(\text{He}^{++})/\sigma(\text{He}^+)$) für Antiprotonen (p^-) und Protonen (p^+) [Aude 86]. Im Vergleich dazu quantenmechanische Rechnungen (gestrichelte Linie) [Read 87] und CTMC-Rechnungen [Olso 87] (durchgezogene Linie).

worden, teilweise klassische Monte-Carlo-Verfahren benutzend [Olso 87], teilweise aufwendige quantenmechanische Methoden anwendend [Read 87].

In Abb. 1.2 werden theoretische Voraussagen der differentiellen Elektronenemissionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Emissionswinkel für Protonen und Antiprotonen auf Helium gezeigt. Für Protonen (attraktive Kraft) wird eine stark vorwärtsgerichtete Elektronenemission, für Antiprotonen (repulsive Kraft) wird eine stark rückwärtsgerichtete Elektronenemission erwartet. Neue, aufwendige Koinzidenz-Experimente konnten in allerjüngster Zeit [Ande 86] diese theoretischen Vorhersagen qualitativ bestätigen. Mit wachsender Projektilgeschwindigkeit sollten diese

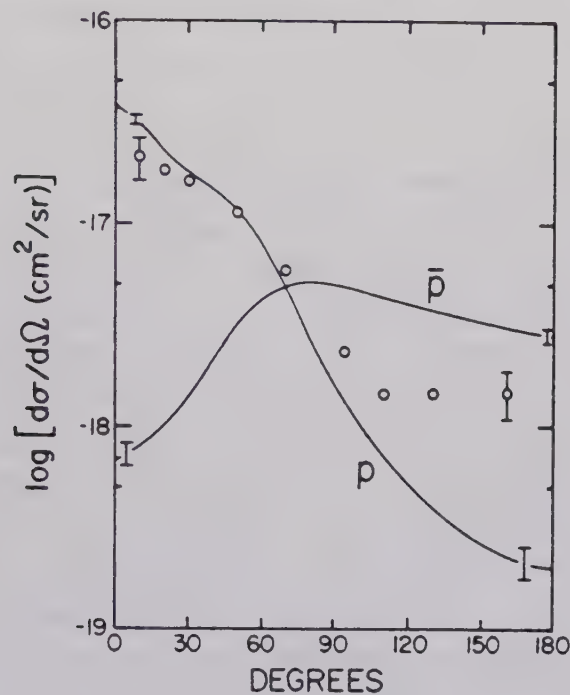


Abb.1.2: *Differentielle Elektronenemissionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Emissionswinkel für Protonen (p) und Antiprotonen ($\bar{p}$) [Olso 88] im Stoßsystem 200 keV $p \rightarrow \text{He}$. Die Kreise zeigen experimentelle Ergebnisse [Rudd 76].*

Unterschiede mehr und mehr verschwinden, da die Elektronen kaum Zeit finden, sich dem Zweizentrenpotential während des Stoßes anzupassen. Bei höchsten Geschwindigkeiten ist zu erwarten, daß die Bornsche Näherung eine gute Beschreibung für den Ionisationsprozeß ist, was durch eine Vielzahl von Experimenten bestätigt werden konnte.

Bisher gibt es praktisch nur Messungen von totalen Ionisationswirkungsquerschnitten (integriert über den Stoßparameter) der Vielfachionisation von Helium oder Neon in schnellen Proton-, Elektron- oder Antiprotonstößen. Um die interessanten adiabatischen Effekte der Projektilstörung auf die Ionisationsprozesse für bekannte Zweizentrenabstände (d. h. bekannte Teilchenbahnen) experimentell zu untersuchen, wurde damit begonnen, die Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten von Neon für Proton- und Heliumeinschuß in Abhängigkeit vom Stoßparameter zu vermessen. Je nach Stoßparameter sollte die Stärke der adiabatischen Polarisation oder die Ausrichtung der Targetelektronenzustände (Alignment) der Targethülle stark variieren. Selbst bei sehr schnellen Stößen (Bornsche Näherung) ist anzunehmen, daß die Targetzustände entlang der einlaufenden Strahlrichtung (Quantisierungsachse zu Beginn des Stoßes) quantisieren. Bei hohen Projektilgeschwindigkeiten $v_p \gg v_e$ (v_e : mittlere Geschwindigkeit der Targetelektronen) sollte diese Quantisierungsrichtung während des Stoßes beibehalten werden, d. h. je nach Stoßparameter werden andere magnetische Unterzustände der Ne-L-Schale ionisiert. Da diese Unterzustände wiederum ausgerichtete mittlere Impulse haben, wird die Winkelverteilung der emittierten Elektronen deren Orientierung widerspiegeln.

In einer Untersuchung des Stoßsystems 10 MeV F^{8+} auf Neon sind starke Anisotropien in der stoßparameterabhängigen δ -Elektronenemissionswahrscheinlichkeit beobachtet worden (Abb. 1.3). Diese wurden im Rahmen einer qualitativen Diskussion auf die oben beschriebene Ausrichtung der magnetischen Unterzustände der Ne-L-Elektronen während des Stoßprozesses zurückgeführt. F^{8+} stellt jedoch eine stark "störende" Coulombkraft dar, die,

wie neuere nCTMC-Rechnungen zeigen (Olson, private Mitteilung), die Targetzustände stark polarisieren kann. Die beobachtete stark anisotrope Elektronenemission kann somit sowohl eine Folge der Quantisierung entlang der Strahlachse (Alignment), als auch der neuerlich vorausgesagten Polarisierungseffekte sein, welche gemeinsam auftreten und experimentell in diesem Stoßsystem nicht separiert werden können. Aus diesem Grunde ist es wichtig, für schwach störende Projektile (z. B. Protonen oder He^{2+}) die Stoßparameterabhängigkeit der Vielfachionisation zu vermessen.

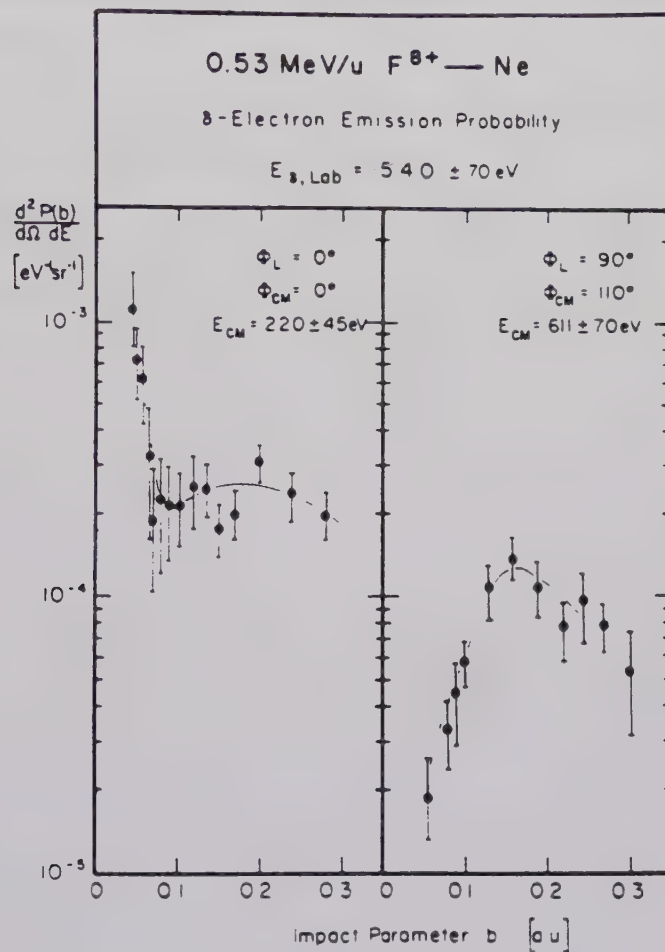


Abb. 1.3: Stoßparameterabhängigkeit der δ -Elektronen-Emissionswahrscheinlichkeit für 0,53 MeV/u F^{8+} auf Neon [Schm 87].

Ziel der hier vorliegenden Dissertation ist es, im Stoßparameterbereich von $b < r_K$ bis $b \approx r_L$ (wobei r_K und r_L die Radien der K- bzw. L-Schale von Neon sind) Absolutwerte der Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten experimentell zu bestimmen.

Mit Hilfe einer Rückstoßionen-Projektile-Koinzidenz wurden mittels Flugzeitspektroskopie die Ne-Endladungszustände bestimmt. Durch Vergleich mit nCTMC-Rechnungen können Aussagen über die Ionisation der K- und L-Schale, sowie Mehrfachanregungen mit nachfolgender Autoionisation und Impulsbilanzen des Mehrkörperstoßsystems gemacht werden.

In Kapitel 2 wird ein kurzer Abriß der Theorie des Vielfachionisationsprozesses gegeben, wobei das Hauptgewicht auf die Beschreibung der nCTMC-Rechnungen gelegt wurde.

Kapitel 3 behandelt den experimentellen Aufbau, Kapitel 4 die Auswertung der gewonnenen Daten. Im fünften Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse schließlich detailliert dargestellt, mit den Ergebnissen von nCTMC- und SCA-Rechnungen verglichen und diskutiert.

2. Theorie der Vielfachionisation

2.1. Überblick

Beim Durchgang eines schnellen Ions durch neutrale Targetatome ist die Ionisation der äußeren Schalen der dominierende Prozess bei der Coulombwechselwirkung zwischen Projektil und Target. Je nach Kernladung des Projektils und je nach Stoßparameter, bewirkt diese Wechselwirkung im allgemeinen Vielfachionisation des Targetatoms. Die nach einem Stoßprozess resultierende Gesamtionisation kann über verschiedene Reaktionskanäle erzeugt werden. Neben dem direkten Transfer eines gebundenen Elektrons ins Kontinuum kann Mehrfachanregung in höhere Zustände mit nachfolgender Autoionisation erfolgen. Elektroneneinfang von einem gebundenen Target- in einen gebundenen Projektilzustand kann ganz wesentlich die Vielfachionisation beeinflussen. Welche dieser Prozesse die dominante Rolle spielen, hängt von den Stoßbedingungen, also der Geschwindigkeit des Projektils v_P und seiner maximalen Annäherung an des Targetatom, sowie den elektronischen Konfigurationen der beiden Stoßpartner ab.

Die theoretische Beschreibung von Vielfachionisationsprozessen im schnellen Ion-Atomstoß bringt außer der notwendigen adäquaten Behandlung des Vielteilchenproblems weitere Komplikationen mit sich, so daß existierende Theorien von einer vollständigen quantenmechanischen Behandlung solcher Probleme weit entfernt sind. Vielmehr müssen verschiedene Näherungen in Betracht gezogen werden, die auf das jeweilige Stoßsystem zugeschnitten sind. So kann beispielsweise bei kleinem Projektileinschußladungszustand das Potential des Ions oft als schwache Störung betrachtet werden, so daß der Einfluß auf das Target störungstheoretisch behandelt werden kann. Ist der Einschußladungszustand der Projektile hoch, wird die theoretische Behandlung wesentlich komplizierter. Im Folgenden sollen nun - mit Blick auf das in dieser Arbeit untersuchte Stoßsystem - die verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Vielfachionisation, sowie ihre Ansätze und ihre Anwendbarkeit diskutiert werden.

Zur theoretischen Beschreibung der Elektronenemission in Ion-Atom-Stößen ist eine Vielzahl von Modellen entwickelt worden, deren Anwendung primär von der Wahl des Stoßsystems abhängt. In einem Überblick sollen einige dieser Ansätze kurz vorgestellt werden. Da diese Theorien jedoch in den in dieser Arbeit untersuchten Stoßsystemen nur unzureichend anwendbar sind, wird für eine ausführliche Diskussion auf die Literatur verwiesen.

In Abb. 2.1 sind in einem $(Z_P/Z_T, v_P/v_e)$ -Diagramm Gültigkeitsbereiche einzelner theoretischer Modelle wiedergegeben, wobei Z_T die Kernladungszahl des Targetatoms, Z_P die des Projektils und v_P seine Geschwindigkeit ist.

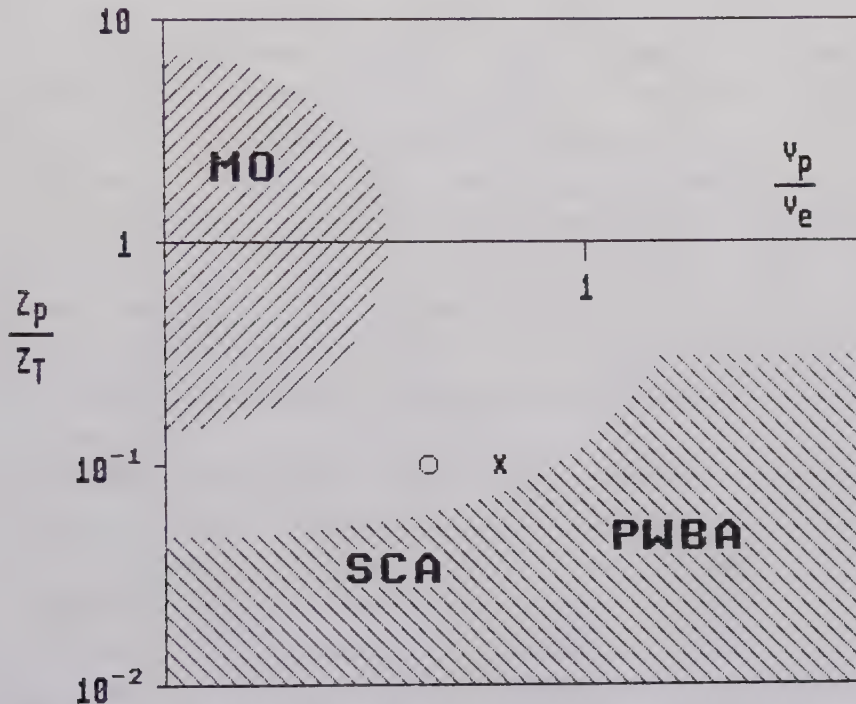


Abb. 2.1: Geschätzter Gültigkeitsbereich verschiedener theoretischer Modelle als Funktion von Z_P/Z_T und v_P/v_e (v_e ist die Geschwindigkeit des zu ionisierenden Elektrons) [Madi 75].
 o: hier untersuchtes Stoßsystem ($0,5 \text{ MeVp} \rightarrow \text{Ne}$) bezüglich K-Schale.
 x: hier untersuchtes Stoßsystem ($1 \text{ MeV } p \rightarrow \text{Ne}$) bezüglich K-Schale.

Die SCA (Semi-Classical-Approximation) beschreibt die Kern-Kern-Streuung klassisch, während der Einfluß des Projektils auf die Targetwellenfunktionen quantenmechanisch berechnet wird. Grundlage für die Anwendbarkeit dieser Näherung ist, daß die De Broglie-Wellenlänge des Projektils klein gegenüber der größten Annäherung zwischen Projektil und Target ist (Bohrsches Kriterium):

$$\kappa = \frac{Z_P Z_T e^2}{\hbar v_P} \gg 1 \quad (2.1.1),$$

Z_P ist die Kernladungszahl des Projektils, Z_T die des Targetatoms, e die Elementarladung, $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum und v_P die Geschwindigkeit des Projektils.

Bei der PWBA (Plane-Wave-Born-Approximation) wird das Projektil als einfallende ebene Welle beschrieben, wenn die De Broglie-Wellenlänge $\lambda = \hbar/p_P = \hbar/(m_P \cdot v_P)$ wesentlich größer als der Abstand bei größter Annäherung ist (p_P ist der Impuls des Projektils und m_P seine Masse). Die PWBA kann jedoch keine vom Streuwinkel abhängigen differentiellen Ionisationswahrscheinlichkeiten voraussagen.

Das MO-Modell (Molecular-Orbital) findet Anwendung in nahezu symmetrischen, langsamen Ion-Atom-Stößen ($v_P < v_e$), in denen die elektronischen Zustände während des Stoßes durch molekulare Wellenfunktionen angenähert werden.

Wie aus dem Diagramm zu ersehen ist, läßt sich offenbar keiner der hier aufgeführten theoretischen Ansätze zur Berechnung von Ionisationswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit vom Streuwinkel für die äußerste Schale, d. h. Vielfachionisation, auf das in dieser Arbeit betrachtete Stoßsystem 0,5 - 1 MeV $p \rightarrow Ne$ (offener Kreis in Abb. 2.1), anwenden. Dennoch können diese Modelle dazu dienen, qualitative Abhängigkeiten zu erklären. Die Modelle der ersten Ordnung Störungstheorie beschreiben die direkte Anregung in das Kontinuum und beschränken sich durch Anwendung

störungstheoretischer Methoden auf kleine Störungen der Targetwellenfunktionen, was bei weiten internuklearen Abständen der Stoßpartner oft noch annähernd erfüllt ist. Daher sollten bei großen Stoßparametern zumindest relative Abhängigkeiten richtig vorausgesagt werden [Kocb 80, Merz 58, Lich 80]. Sowohl die SCA als auch die PWBA führen zu einem identischen Skalierverhalten für die totalen Ionisationsquerschnitte, z. B. proportional dem Quadrat der effektiven Projektilladung.

Neben diesen Verfahren, in denen die Elektronenbewegung quantenmechanisch behandelt wird, gibt es rein klassische Methoden, die bei Projektilgeschwindigkeiten größer als die Elektronengeschwindigkeit ($v_P > v_e$) mit großem Erfolg die Vielfachionisation beschreiben können. Die Modelle benutzen statistische Monte-Carlo-Verfahren (CTMC), in denen die Teilchenbahnen als klassische Wege betrachtet werden. Die quantenmechanische Ausgangsverteilung bestimmt die Startwerte im Orts- und Impulsraum der Elektronen, die von der Projektilkraft auf klassischer Bahn entsprechend "gestört" werden. Im folgenden sollen zwei solche Verfahren [Olso 77, Olso 79, Olso 89, Horb 85, Horb 86a,b,c] besprochen werden.

Die SCA und die CTMC-Modelle liefern in Abhängigkeit von der Teilchenbahn (d.h. vom Streuwinkel oder vom Stoßparameter) direkt die Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten und ermöglichen somit empfindliche Vergleiche mit dem Experiment.

Da die Störung im experimentell untersuchten System groß ist, ist die SCA nicht mehr quantitativ anwendbar. So werden im folgenden Modelle vorgestellt, die einen numerischen Weg einschlagen, um die Ionisationswahrscheinlichkeit pro Elektron zu bestimmen.

2.2. Semiklassisches Modell unabhängiger Elektronen (IEA)

Aus Experimenten weiß man [Kelb 87, Berg 87], daß in schnellen Ion-Atom-Stößen ($v_p \gg v_e$) mehrere Targetelektronen durch Coulombwechselwirkung mit dem Projektil simultan ionisiert werden können. Dies schließt die Anwendung störungstheoretischer Ansätze zur Beschreibung von Reaktionen in äußeren Schalen aus. Eine quantenmechanische Beschreibung des Vielkörperproblems unter Einbeziehung des Kontinuums ist mit den heutigen Methoden und den verfügbaren Rechnern nicht möglich.

1977 entwickelten McGuire und Weaver [McGu 77] ein "semiklassisches Modell" unabhängiger Elektronen (Independent Electron Approximation, IEA), welches multiple Targetionisation im Rahmen von Einzelelektronwahrscheinlichkeiten beschreiben konnte. Die Vielfachionisation äußerer Schalen läßt sich zunächst vollständig

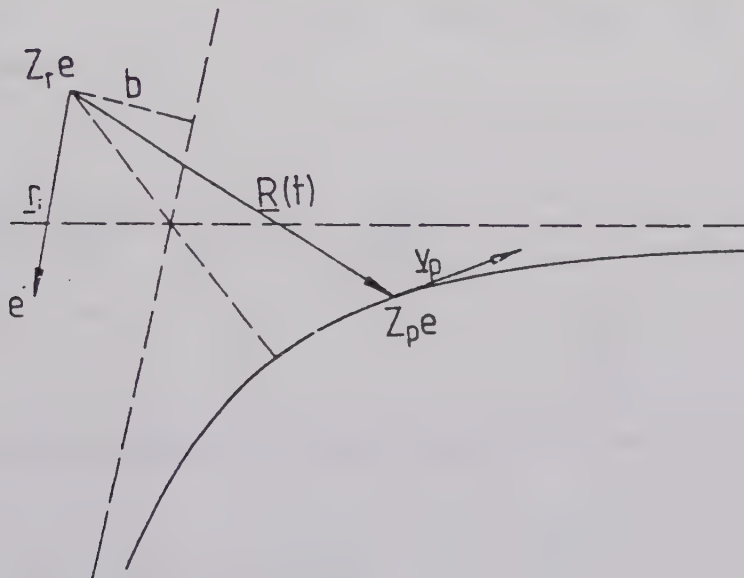


Abb. 2.2: Koordinatensystem und Vektoren im Ion-Atom-Stoß

durch die zeitabhängige Schrödingergleichung für die Gesamtwellenfunktion $\Psi(R, r_1, \dots, r_n)$ beschreiben:

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi \quad (2.2.1),$$

wobei man von einem schnellen nackten Projektil (Punktteilchen) und einem Target mit n Elektronen ausgeht. Das Koordinatensystem sei so gewählt, daß R die Projektilkoordinate und $r_1, \dots, r_n$ die Vektoren der einzelnen Targetelektronen darstellen (Abb. 2.2) $\hat{H}$ stellt den Gesamt-Hamiltonoperator des Vielteilchensystems dar.

Für solche Streuprobleme setzt sich der Gesamthamiltonoperator im Laborsystem zusammen aus der kinetischen Energie des Projektils (1), den Wechselwirkungen von Projektil- und Targetkern (2), von Projektilkern und Targetelektronen (3), der kinetischen Energie der Targetelektronen (4), ihrer Wechselwirkung mit dem Targetkern (5), sowie der Wechselwirkung der Elektronen untereinander (6).

$$\hat{H} = \underbrace{\frac{p_P^2}{2m_P}}_{(1)} + \underbrace{\frac{Z_P Z_T e^2}{R}}_{(2)} - \underbrace{\sum_{j=1}^{Z_T} \frac{Z_P e^2}{|R - r_j|}}_{(3)} + \sum_{j=1}^{Z_T} \left[\underbrace{\frac{p_j^2}{2m_e}}_{(4)} - \underbrace{\frac{Z_T e^2}{r_j}}_{(5)} + \underbrace{\sum_{k>j}^{Z_T} \frac{e^2}{|r_k - r_j|}}_{(6)} \right] \quad (2.2.2)$$

Der Hamiltonoperator $\hat{H}_T$ des ungestörten Targetsystems ist:

$$\hat{H}_T = \sum_{j=1}^{Z_T} \left[\frac{p_j^2}{2m_e} - \frac{Z_T e^2}{r_j} + \sum_{k>j}^{Z_T} \frac{e^2}{|r_k - r_j|} \right] \quad (2.2.3)$$

V ist die Störung, die das Projektil auf das Target ausübt, es besteht aus den Termen (2) und (3):

$$V = \frac{Z_P Z_T e^2}{R} - \sum_{j=1}^{Z_T} \frac{Z_P e^2}{|\underline{R} - \underline{r}_j|} \quad (2.2.4)$$

Zur Lösung von Gleichung 2.2.1 werden folgende Näherungen gemacht:

- I. Das Projektil soll sich auf einer klassischen Bahn bewegen (Born-Oppenheimer-Näherung). Das bedeutet, daß die Bahnbewegung quantenmechanisch keinen Einfluß auf die Elektronen haben darf. Damit vertauscht $p_P^2/2M_P$ mit allen Termen.
- II. Das im Hamiltonoperator auftretende tatsächliche Potential, welches die Elektron-Elektron-Wechselwirkung enthält, wird durch ein effektives Zentralpotential ersetzt.
- III. Die Wellenfunktion des ungestörten Targets wird durch Produktwellenfunktionen der einzelnen Teilchen dargestellt (Hartree-Wellenfunktionen des Vielelektronentargets).

Unter den genannten Voraussetzungen und unter Vernachlässigung des Pauliprinzips läßt sich die Gesamtwellenfunktion ebenfalls als eine Produktwellenfunktion darstellen. Damit kann man für einen Stoßparameter b die Übergangsamplitude $A_{if}(b)$ für den Übergang des Systems vom Zustand i zum Zustand f nach dem Stoß als Produkt der Übergangsamplituden der einzelnen Elektronen $a_{if}(b)$ schreiben:

$$A_{if}(b) = \prod_{j=1}^{Z_T} a_{if_j}(b) \quad (2.2.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit $P_S(b)$ für die Erzeugung einer Leerstelle in einer bestimmten Schale S ist durch die Summation der $|a_{ik}|^2$ über alle Kontinuumszustände gegeben:

$$P_S(b) = \int |a_{ik}|^2 dk \quad (2.2.6)$$

Die Wahrscheinlichkeit, keine Leerstelle zu produzieren ist gegeben durch:

$$1 - P_S(b) \quad (2.2.7)$$

Aus diesen Einzelwahrscheinlichkeiten $P_S(b)$ kann man jeden beliebigen Endzustand des Targetatoms zusammensetzen und dessen Wahrscheinlichkeit berechnen. Die Einzelwahrscheinlichkeiten sind für alle Elektronen identisch, wenn die Schaleneffekte unberücksichtigt bleiben. Durch Spezifikation und Abzählen der Möglichkeiten, die zu einem Endzustand mit und ohne Leerstelle führen, erhält man für die Wahrscheinlichkeit $P_S^{(q)}$ einer q -fachen Ionisation der S -Schale eines Targets mit ursprünglich n Elektronen (Binomialstatistik):

$$P_S^{(q)}(b) = \binom{n}{q} \cdot P_S^q(b) \cdot (1 - P_S(b))^{n-q} \quad (2.2.8).$$

Totale Wirkungsquerschnitte für Targetvielfachionisation erhält man in diesem Modell durch Multiplikation der $P_S^{(q)}(b)$ für alle beteiligten Schalen und Integration über alle Stoßparameter. Der Gültigkeitsbereich der IEA beschränkt sich, wegen der Vernachlässigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung und des Pauliprinzip, auf schnelle Stöße in denen Elektron-Elektron-Korrelationseffekte nur eine untergeordnete Rolle spielen. Becker et al. [Bec 84], haben das Pauli-Prinzip und die Loch-Loch-Korrelationen in dem "Independent-Fermi-Particle-Model" berücksichtigt. Die komplexen Rechnungen zeigen jedoch überraschenderweise in fast allen Fällen nur vernachlässigbar kleine Abweichungen von der Binomialstatistik.

2.3. "Klassische" Monte-Carlo-Verfahren

2.3.1. Semiklassisches Quantenstatistisches Modell

Horbatsch et al. [Horb 85, Horb 86a,b,c] haben durch eine semiklassische, quantenstatistische Beschreibung eines Ion-Atom-Stosses ein Modell entwickelt, das mit Hilfe der zeitabhängigen Hartree-Fock-Näherung (TDHF) der zeitabhängigen Schrödingergleichung das Vielelektronenproblem löst. Die TDHF-Gleichungen für einen Ion-Atom-Stoß im Ortsraum lauten:

$$M\ddot{\underline{R}} = -\nabla V(\underline{R}(t), \rho(\xi, \xi', t)) \quad (2.3.1)$$

$$i \cdot \partial_t \cdot \rho(\underline{r}, \underline{r}', t) = [\hat{H}^{HF}, \rho] \quad (2.3.2)$$

Wobei $M = m_P m_T / (m_P + m_T)$ und $R(t)$ der Abstand der beiden Kerne voneinander ist und V für das effektive Potential steht, das sowohl von der Kernposition als auch von der Elektronendichteverteilung ρ abhängt. $\rho(\xi, \xi', t)$ stellt die Eielektronendichtematrix dar und $\hat{H}^{HF}$ den Hamiltonoperator der Zweizentren-Hartree-Fock-Näherung.

Unter der Annahme, daß sich das Projektil auf einer geraden Bahn bewegt, ist Gleichung 2.3.1. zu vernachlässigen. Gleichung 2.3.2. wird in den quantenmechanischen Phasenraum transformiert. Die sich nach der Transformation ergebende Liouville-Gleichung wird für den Grenzfall $\hbar \rightarrow 0$ betrachtet. Damit ergibt sich die klassische Vlasov-Gleichung:

$$\partial f / \partial t + \underline{\nabla}_p \hat{H}^{HF} \cdot \underline{\nabla}_r f - \underline{\nabla}_r \hat{H}^{HF} \cdot \underline{\nabla}_p f = 0 \quad (2.3.3)$$

Diese Gleichung ist für ein Vielteilchensystem selbst mit den heutigen Rechnern numerisch schwer lösbar. Das Problem läßt sich aber wesentlich vereinfachen, wenn die Elektronen als voneinander unabhängig (IEA) behandelt werden und der Einfluß des ermittelten effektiven Potentials zunächst vernachlässigt wird. Die so vereinfachte Gleichung 2.3.3 wird dann für etwa 2000 unabhängige sogenannte "Superpartikel" gleichzeitig gelöst, deren Anfangsverteilung im Phasenraum durch

$$f(\underline{r}, \underline{p}, t) = N \cdot e^{-\alpha r} / (p^2 + \alpha^2/4)^4 \quad (2.3.4)$$

gegeben ist. Der Zähler von f gibt den näherungsweise exponentiellen Abfall der Elektronendichte mit wachsendem Kernabstand an. Der Abschirmparameter α wurde so gewählt, daß er das statistische Hartree-Fock-Potential [Horb 83] möglichst gut wiedergibt. N ist ein Normierungsfaktor.

Der in Formel 2.3.3 verwendete Hamiltonoperator besteht aus der kinetischen Energie der Elektronen, ihrem Potential im Target-Coulombfeld, sowie ihrer Wechselwirkung mit dem Projektil:

$$\hat{H}^{\text{HF}}(\underline{r}, \underline{p}, t) = p^2/2m_e - Z_T^{\text{eff}} e^2/r - Z_P e^2/|r - R(t)| \quad (2.3.5).$$

Besondere Beachtung verdient die hier getroffene Wahl des effektiven Potentials Z^{eff} . Diese Größe wird entweder fest vorgegeben (so angepaßt, daß totale Ionisationswirkungsquerschnitte gut beschrieben werden), oder sich dynamisch während des Stoßes ändernd gewählt. Die Änderung mit der Zeit während des Stoßes hängt dabei von dem jeweiligen Ionisationsgrad zur Zeit t ab:

$$Z^{\text{dyn}}(t) = Z_T^{\text{eff}}(t=0) + P_S^{\text{loss}}(t) [Z_T - Z_T^{\text{eff}}(t=0)] \quad (2.3.6).$$

$P_S^{\text{loss}}(t)$ ist die zeitabhängige Elektronenverlustrate des Targets während des Stoßes.

Auf diese Weise wird, obwohl es sich um Einteilchenrechnungen handelt, durch die Änderung des effektiven Ionisierungspotentials in gewissen Grenzen (vgl. Kap.2.1) die Vielteilchennatur des Problems berücksichtigt.

Das hier beschriebene quantenstatistische Modell wurde unter anderem zur Berechnung der Vielfachionisation in 4,4–15 MeV $F^{q+} \rightarrow \text{Ne}$ ($q=4,6,8$) benutzt und konnte die totalen experimentellen Wirkungsquerschnitte zufriedenstellend wiedergeben [Kelb 87]. Abb. 2.3 zeigt einen Vergleich der experimentellen Daten für 1 MeV/u C^{6+} auf Neon [Gray 80] mit quantenstatistischen Rechnungen von Horbatsch [Horb 86b].

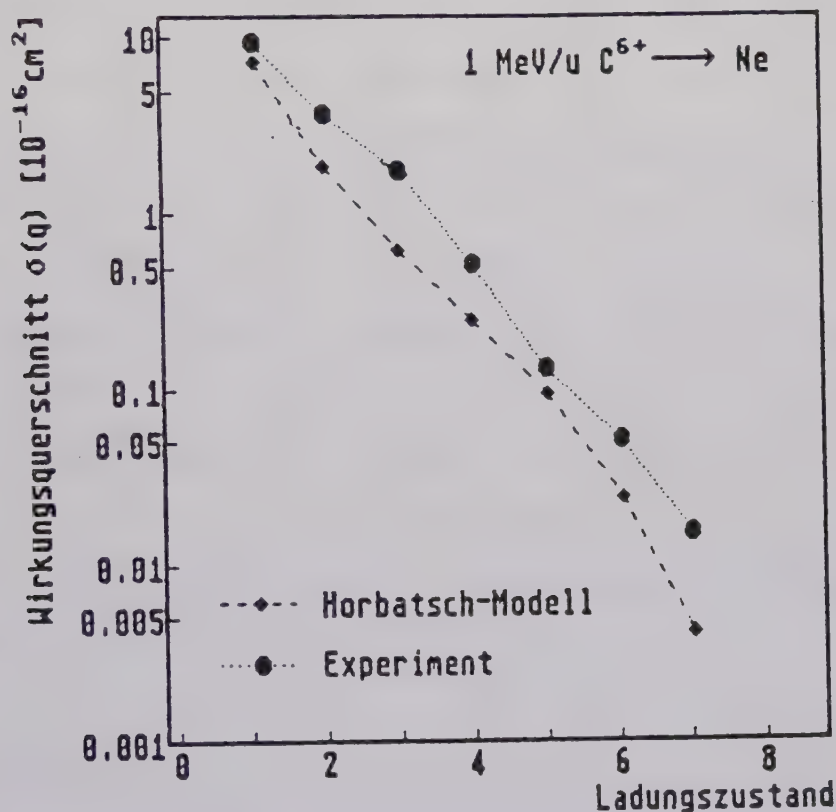


Abb. 2.3: Vergleich von experimentellen Daten [Gray 80] mit Rechnungen von Horbatsch [Horb 86b]

2.3.2. nCTMC-Verfahren

Das Problem der Vielfachionisation in der schon erwähnten IEA (Kap. 2.2.) wird auf die Berechnung von Eielektronenübergangswahrscheinlichkeiten zurückgeführt [McGu77]. Mit der zunehmenden Verfügbarkeit leistungsfähiger Großrechner konnten Olson et al. [Olso78, Olso79] mit Hilfe von "Classical Trajectory Monte Carlo"-Rechnungen (CTMC) [Abri66a, Abri66b] gute Ergebnisse bei der Berechnung der $P_S(b)$ in einfachen Stoßsystemen (H^+ auf H) über einen weiten Energiebereich von 50 bis 5000 keV/u erreichen. Das ursprüngliche Modell [Olso77, Olso79] basiert auf der wiederholten numerischen Lösung der gekoppelten Hamiltonschen Bewegungsgleichungen für das dreidimensionale Dreikörperproblem, bestehend aus dem einlaufenden Projektil, dem Targetkern und einem Elektron. Es werden reine Coulombkräfte zwischen diesen Teilchen angenommen. Mit einem Zufallszahlengenerator werden für jede "Computer-Kollision" der Ort des aktiven Elektrons und sein Impuls vorgegeben. Die Behandlung der Elektronenbewegung basiert auf der klassischen Beschreibung des Wasserstoffatoms, in der die quantenmechanische Orts- und Impulsverteilung durch eine mikrokanonische Verteilung im Rahmen der statistischen Mechanik simuliert wird. Die Bindungsenergie aller Elektronen einer Schale ist in diesem Modell fest gewählt. Die Bahnen von Projektil, Target und Elektron werden durch eine iterative Lösung der Keplergleichungen bestimmt. Die Zahl der erfolgreichen Versuche einer bestimmten Reaktion N_S im Verhältnis zur Gesamtzahl der berechneten Trajektorien N für einen gewissen Stoßparameter b ergibt direkt die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess:

$$P_S(b) = N_S(b)/N(b) \quad (2.3.7)$$

Um für die $P_S(b)$ statistisch verlässliche Aussagen zu erhalten, sind typischerweise 10000 Trajektorien pro Ladungszustand zu verfolgen.

Schwierig ist die Berechnung von $P_S(b)$ für ein Vielelektronentarget. Hier werden der Erwartungswert für den Ort $\langle R \rangle$ durch die Bindungsenergie des aktiven Elektrons (E_B) aus Hartree-Fock-Rechnungen [Fis 77] vorgegeben:

$$\langle R \rangle = Z_{T,eff} \cdot e^2 / 2E_B \quad (2.3.8)$$

Die effektive Targetladung (effektives Kernpotential) $Z_{T,eff}$, die das aktive Elektron erfährt, ist für alle Elektronen einer Schale gleich und errechnet sich aus diesen Werten für $Z_T=10$ (Neon) zu $Z_{T,eff}=1,6$ (2p) und $Z_{T,eff}=3,4$ (2s). Emittierte Elektronen haben bei der Berechnung keine Rückwirkung auf das Gesamtpotential und werden daher nicht berücksichtigt.

Der Vergleich unter Anwendung dieser Methode erhaltenen totalen Wirkungsquerschnitte mit experimentellen Daten für Ne- und Ar-Targets [Cock 79] zeigt jedoch, daß höhere Targetendladungszustände durch dieses Modell weit überschätzt werden, wie aus Abb. 2.4 zu ersehen ist.

Dies könnte daran liegen, daß sich nach der Emission mehrerer Elektronen vom Target das effektive Potential für die restlichen Elektronen erhöht. Das führt zu einer Zunahme der effektiven Targetkernladung mit dem Ionisationsgrad und damit zu reduzierten Ionisationswahrscheinlichkeiten. Beispielsweise werden im Neon für Einfachionisationen nur etwa 20 eV benötigt, während die niedrigste Bindungsenergie für fünffach ionisiertes Neon schon ca. 500 eV beträgt, damit erhöht sich $Z_{T,eff}$ beträchtlich. Diese Differenzierung ist im CTMC-Modell nicht enthalten.

Um einige von den oben genannten theoretischen Schwierigkeiten zu umgehen, hat Olson die nCTMC("n body classical trajectory Monte Carlo")-Methode entwickelt [Olso 89], die direkt alle

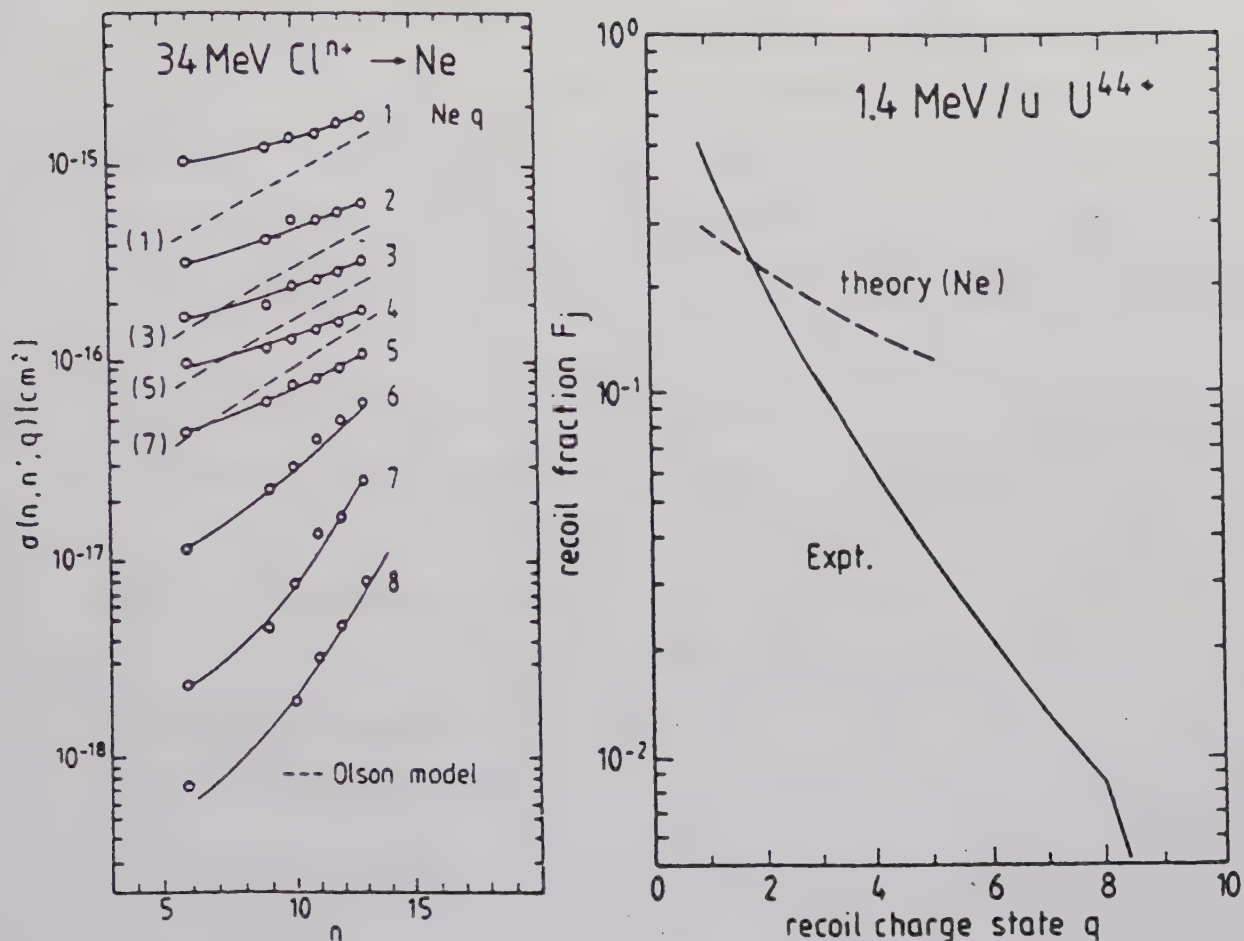


Abb. 2.4: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Rückstoßionen für 1 MeV/u Clⁿ⁺ auf Neon [Cock 79] und 1,4 MeV/u U⁴⁴⁺ auf Neon [Schl 82, Schu 84] im Vergleich mit dem Olson-Modell [Olso 79].

Targetelektronen in der Rechnung berücksichtigt. Die klassische Behandlung ist so konzipiert, daß die quantenmechanischen Wasserstoff-Impulsverteilungen der Elektronen als Startwerte

verwendet werden, ausgehend von spektroskopisch ermittelten Energiezuständen. Sämtliche Wechselwirkungen zwischen Projektil- und Targetkern sowie der Kerne mit allen Elektronen sind explizit in den Rechnungen enthalten. Das erlaubt eine direkte Bestimmung der Impulse aller ausgehenden Teilchen, d. h. aller Elektronen, des Projektils und des Rückstoßions. Die klassische Behandlung der Teilchenbahn ist gerechtfertigt, weil die quantenmechanisch berechnete Streuung für zwei Punktladungen und die klassische Rutherford-Streuung in diesem Energiebereich identisch sind.

Die nCTMC-Methode ist gleichbedeutend mit einer quantenmechanischen Rechnung mit einem infiniten Basissatz, der sich bis zum Ionisationskontinuum erstreckt. Quantisierte Energieniveaus werden jedoch nur für die ursprüngliche Verteilung der Elektronen benutzt, nach dem Stoß bleibt die Quantisierung nicht erhalten. Obwohl "post-collision-interaction" zwischen Projektil und Target sowie mit allen Elektronen eingeschlossen sind, wird die Elektron-Elektron-Wechselwirkung in den Anfangszuständen nur mittels Abschirmungsfaktoren simuliert.

Für ein Stoßsystem der Form



kann der gesamte Hamiltonoperator dann wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & p_x^2/2m_x + p_y^2/2m_y + \sum_{i=1}^N \left[p_i^2/2m_e + Z_x Z_i e^2/R_{x_i} + Z_y Z_i e^2/R_{y_i} \right] \\ & + Z_x Z_y e^2/R_{xy} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

wobei N die Anzahl der Elektronen im Target ist.

Die Zeitabhängigkeit des Stoßes wird durch die kanonischen Gleichungen

$$dq_j/dt = \partial H / \partial p_j \quad (2.3.11)$$

$$dp_j/dt = -\partial H / \partial q_j \quad (2.3.12)$$

beschrieben. Aus den Gleichungen 2.3.11 und 2.3.12 erhält man $6(N+2)$ gekoppelte Differentialgleichungen 1. Ordnung, die für jeden Stoß für einen bestimmten Stoßparameter b numerisch gelöst werden müssen. Da auch hier die Orts- und Impulsverteilung der Elektronen durch eine mikrokanonische Verteilung vorgegeben wird, sind für eine verlässliche Statistik der Ionisationswahrscheinlichkeiten ca. 10000 Trajektorien zu berechnen. Der Ionisationsgrad des Rückstoßions wird einfach über die Bindungsenergien der einzelnen Elektronen nach dem Stoß ermittelt. Ebenso kann eventuelle Anregung von Elektronen im Rückstoßion durch Vergleich der berechneten elektronischen Energie zu spektroskopischen Werten bestimmt werden, wobei der Zerfall dieser angeregten Zustände durch Autoionisation (zu 100 %) angenommen wird. Durch die exakte numerische Lösung des Vielkörperproblems ist es außerdem möglich die Kernstreuung als Funktion des Stoßparameters b zu berechnen, die durch die Zeitabhängigkeit der Elektronen-Konfiguration während des Stoßes, je nach Stoßsystem, beträchtlich von der Rutherford-Streuung abweichen kann.

Diese Rechnungen ergeben neben den Vielfach-Ionisationswahrscheinlichkeiten auch die kinematische Beziehung zwischen Projektil (z. B. dessen Streuwinkel) und Rückstoßionenimpuls (d. h. dessen Streuwinkel und Energie), sowie die Impulse der ausgehenden Elektronen. Außerdem werden der Elektronentransfer vom Target zum Projektil (nach Schalen getrennt) und mögliche Schalenanregungen berechnet. Für das p-Ne-Stoßsystem ist z. B. dieser Elektronentransfer ein nicht vernachlässigbarer Reaktionskanal. Im Kapitel 5 werden die experimentellen Daten mit solchen nCTMC-Rechnungen verglichen.

2.4. Semi-Classical-Approximation (SCA)

In der SCA-Theorie wird das einfallende Projektil als klassisches Teilchen auf einer klassischen Bahn beschrieben, während das Targetelektron und der Ionisationsprozeß selbst rein quantenmechanisch behandelt werden [Ban 59, Han 73, Amu 75, Amu 76].

Für eine semiklassische Behandlung des Stoßprozesses müssen folgende Vereinfachungen gemacht werden, um elektronische Übergänge berechnen zu können [Koc 80]:

- I. Das Kraftzentrum ist punktförmig und bewegt sich entlang einer klassischen Bahn.
- II. Am Streuprozeß ist nur ein Elektron aktiv beteiligt.
- III. Für die Bindungsenergien des Elektrons werden experimentell gefundene Werte eingesetzt.
- IV. Das Elektron wird durch wasserstoffähnliche (relativistische) Wellenfunktionen beschrieben, die im Targetsystem zentriert sind.
- V. Das Projektil soll eine kleine Störung darstellen ($Z_P \ll Z_T$) und die auf das Elektron übertragene Energie muß klein gegen die Projektilenergie sein ($\Delta E < E_P$).

Eine klassische Beschreibung des Projektils ist jedoch nur solange erlaubt, wie die De Broglie-Wellenlänge λ des Projektils klein gegen die Distanz d bei der nächsten Annäherung ist. Für den Bohr-Parameter [Bohr 48], das Verhältnis der beiden Größen, bedeutet das:

$$\chi = \frac{2d}{\lambda} = \frac{Z_P Z_T e^2}{\hbar v_P} > 1 \quad (2.4.1),$$

wobei $2d$ die Entfernung beider Stoßpartner am Punkt der nächsten Annäherung ist.

In der Störungstheorie läßt sich der Hamiltonoperator des Systems zerlegen in den des ungestörten Targets $\hat{H}_0$ und in eine zeitabhängige Störung $\hat{H}_S(t)$ [Lan 84]:

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{H}_S(t) \quad (2.4.2).$$

Mit $|\varphi_k\rangle$ als Eigenfunktion von $\hat{H}_0$ zum Energieeigenwert E_k des Anfangszustands lassen sich die Wellenfunktionen $|\psi(t)\rangle$ des gestörten Systems entwickeln zu:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_k a_k(t) e^{-i\omega_k t} |\varphi_k\rangle \quad \text{mit} \quad \omega_k = \frac{E_k}{\hbar} \quad (2.4.3).$$

Setzt man diese Wellenfunktion in die Schrödinger-Gleichung (für den nichtrelativistischen Fall) ein, ergibt sich:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H}_0 |\psi(t)\rangle + \hat{H}_S(t) |\psi(t)\rangle \quad (2.4.4).$$

Daraus erhält man dann, bei Vernachlässigung von Übergängen höherer Ordnung, die zeitabhängige Besetzungsamplitude des Zustands f :

$$\dot{a}_f(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_k a_k(t) \langle \varphi_f | \hat{H}_S(t) | \varphi_k \rangle e^{-i\Delta\omega t} \quad \text{mit} \quad \Delta\omega = \frac{E_k - E_f}{\hbar} \quad (2.4.5),$$

wobei E_f die Elektronenenergie des Endzustands ist.

Durch Integration von Gleichung 2.4.5 über die Zeit t ergibt sich daraus der Ausdruck für die Übergangsamplitude vom An-

fangszustand i in den Endzustand f :

$$a_{f,i} = -\frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\Delta\omega t} \langle \varphi_f | \hat{H}_S(t) | \varphi_i \rangle dt \quad (2.4.6).$$

Rösel et al. haben einen anderen Lösungsweg aufgezeigt, um die Ionisationswahrscheinlichkeit zu berechnen [Röse 82]. Dabei gehen sie von der Bornschen Näherung und dem T-Matrix-Formalismus aus. Der Hamiltonoperator setzt sich für das Gesamtsystem Projektil, Elektron und Targetkern aus den jeweiligen Energien und den wechselseitigen Coulombpotentialen zusammen:

$$\hat{H} = T_P + T_T + T_e + \frac{Z_P Z_T e^2}{|\underline{R}'|} - \frac{Z_T e^2}{|\underline{r}|} - \frac{Z_P e^2}{|\underline{r}'|} \quad (2.4.7).$$

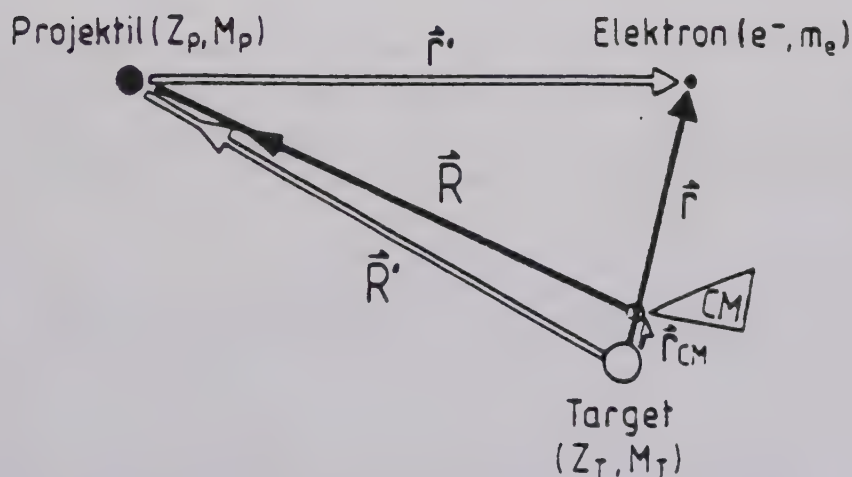


Abb. 2.5: Vektordiagramm für das Drei-Körper-Problem im Schwerpunktsystem (CM).

Für den Hamiltonoperator des ungestörten Systems gilt:

$$\hat{H}_0 = T_P + T_T + T_e + \frac{Z_P Z_T e^2}{|\underline{R}'|} - \frac{Z_T e^2}{|\underline{r}|} \quad (2.4.8).$$

Die Differenz aus beiden (in CM-Koordinaten, Abb.2.5) stellt den Störoperator des Systems dar:

$$\hat{H}_S = -Z_P e^2 \left[-\frac{1}{|\underline{R}(t) - \frac{m_T}{m_e + m_T} \underline{r}|} - \frac{1}{|\underline{R}(t) - \frac{m_e}{m_e + m_T} \underline{r}|} - \frac{Z_T}{|\underline{R}(t)|} \right] \quad (2.4.9).$$

Der Störoperator kann in erster Ordnung angenähert werden zu [Pau 78]:

$$\hat{H}_S \sim -\frac{Z_P e^2}{|\underline{R}(t) - \underline{r}|} \quad (2.4.10).$$

Dieser SCA-Ansatz von Rösler et al. ist identisch mit der zeitabhängigen Störung nach Hansteen. Daher kann $\hat{H}_S$ ebenso in Gleichung 2.4.5 eingesetzt werden und liefert dann die Übergangsamplitude vom Anfangszustand i in den Endzustand f mit:

$$a_{f,i} = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\Delta\omega t} \langle \varphi_f(\underline{r}) | \frac{Z_P e^2}{|\underline{R}(t) - \underline{r}|} | \varphi_i(\underline{r}) \rangle dt \quad \text{mit} \quad \Delta\omega = \frac{E_f - E_i}{\hbar} \quad (2.4.11),$$

E_i und E_f entsprechen den Energien des Elektrons vor bzw. nach der Streuung. Ein Ionisationsprozeß findet statt, wenn die Endenergie E_f größer als die Bindungsenergie E_S ist.

Die differentielle Übergangswahrscheinlichkeit $\partial I(b)/\partial E_f$ kann aus den Betragsquadraten von a_{fi} berechnet werden:

$$\frac{\partial I(b)}{\partial E_f} = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\Delta\omega t} \langle \varphi_f(r) | \frac{Z_P e^2}{|\underline{R}(t) - \underline{r}|} | \varphi_i(r) \rangle dt \right|^2 \quad (2.4.12).$$

Eine weitere Integration über alle Endenergien $E_f > E_S$ ergibt die gesuchte Gleichung für die stoßparameterabhängige Ionisationswahrscheinlichkeit $I(b)$:

$$I(b) = \int_{E_f > E_S}^{E_{\max}} \frac{\partial I(b)}{\partial E_f} dE_f \quad (2.4.13).$$

Die in dieser Arbeit gezeigten theoretischen Werte wurden mit einem SCA-Programm [Trau 85] berechnet. Darin wird von der Bornschen Näherung ausgegangen. Dieses Verfahren ist im Ergebnis identisch mit der zeitabhängigen Störungstheorie. Quasimolekulare Effekte werden in diesem schnellen Stoßsystem vernachlässigt.

3. Experiment

3.1. Das Ziel des Experiments

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten in schnellen Ion-Atom-Stößen in Abhängigkeit vom Stoßparameter gemessen. Zu diesem Zweck müssen für den jeweiligen Ion-Atom-Stoßprozess gleichzeitig Projektilion und das entstandene Rückstoßion nachgewiesen werden. Zusätzlich müssen der Endladungszustand des Rückstoßions und der Streuwinkel des Projektils gemessen werden, aus dem dann dessen Trajektorie und damit der Stoßparameter bestimmt werden kann. Der Endladungszustand des Rückstoßions wird durch eine Flugzeitmessung ermittelt (Kap. 3.4.).

Es wurden Messungen an folgenden Stoßsystemen durchgeführt:

0,5 MeV p $\rightarrow$ Ne

1 MeV p $\rightarrow$ Ne

2 MeV He⁺ $\rightarrow$ Ne

von denen nur die ersten beiden mit theoretischen Vorhersagen (SCA, nCTMC) (Kap. 2) verglichen wurden.

Alle Experimente wurden am 2,5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main durchgeführt. Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit bestand in der Konzeption und im Aufbau eines Meßplatzes für die gleichen experimentellen Anforderungen am 4,75 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger der Universität Amman/Jordanien, an dem bereits vorbereitende Experimente durchgeführt wurden. Die Meßapparatur ist teilweise in Jordanien gefertigt worden, oder wird dort für weitere Forschungsarbeiten nachgebaut werden.

3.2. Das Messprinzip

Für die Messungen der Stoßparameterabhängigkeit von Ionisationswahrscheinlichkeiten wurden die Target-Rückstoßionen in zeitlicher Korrelation zu den gestreuten Projektilen bei gleichzeitiger Festlegung des Streuwinkels der Projektilen gemessen (Koinzidenzmessung [Schm83]) (Abb.3.2.1). Wie in Kapitel 3.5. ausführlich diskutiert werden wird, war es zur Kontrolle der winkelabhängigen Effizienz des Rückstoßionenspektrometers unbedingt notwendig, auch die Streuebene (Azimutalwinkel φ) des gestreuten Projektils zu messen. Dies erforderte die Verwendung eines zweidimensional ortsauflösenden Teilchendetektors der zwar bereits vorhanden war, jedoch für den hier notwendigen Nachweis schwach ionisierender, schneller Protonen speziell ausgelegt und optimiert wurde.

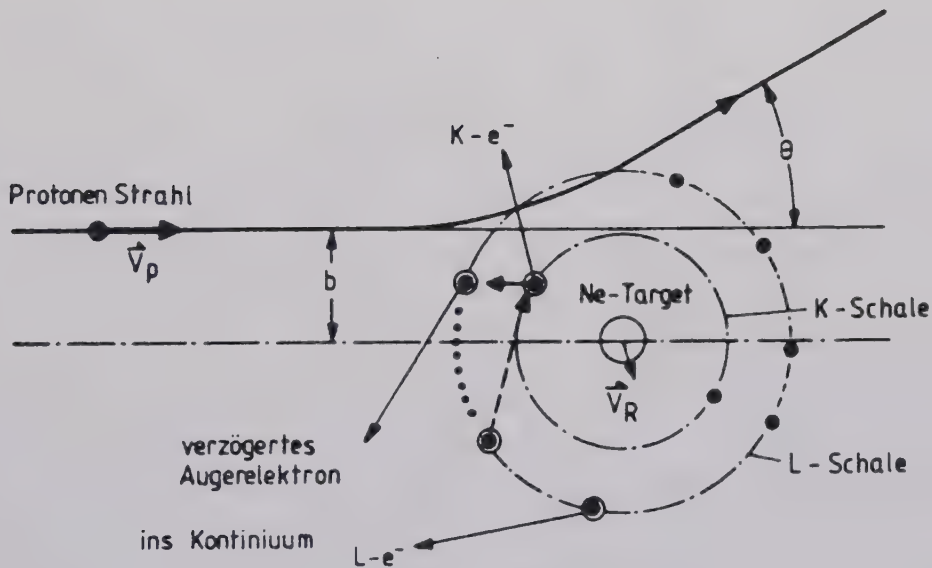


Abb. 3.2.1: Schematische Darstellung des Ion-Atom-Stoßprozesses

Abb. 3.2.2 zeigt die wesentlichen Komponenten der Koinzidenzmessung. Ein Teilchendetektor (TD) weist das Projektil nach dem Stoß in einer bestimmten Streuebene (SE, Azimutalwinkel φ) und einen gewissen Streuwinkel ϑ nach. Hat das Projektil beim Stoß Elektronen aus dem Targetatom herausgeschlagen, entstehen unterschiedlich geladene Target-Rückstoßionen. Diese werden im elektrostatischen Feld E eines "Rückstoßionenspektrometers" beschleunigt, aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladung nach einer gewissen Flugzeit zeitlich getrennt, und in einem Channeltrondetektor (CEM) nachgewiesen. In einem "Time-to-Pulseheight-Converter" (TPC) starten die Rückstoßionen eine elektronische Uhr, die durch das Projektilion, welches das Rückstoßion im Stoß erzeugt hat, nach dessen Ankunft im Teilchendetektor gestoppt wird. Die in ein Impulshöhenspektrum umgesetzte Zeitmessung wird in einem Computer weiterverarbeitet.

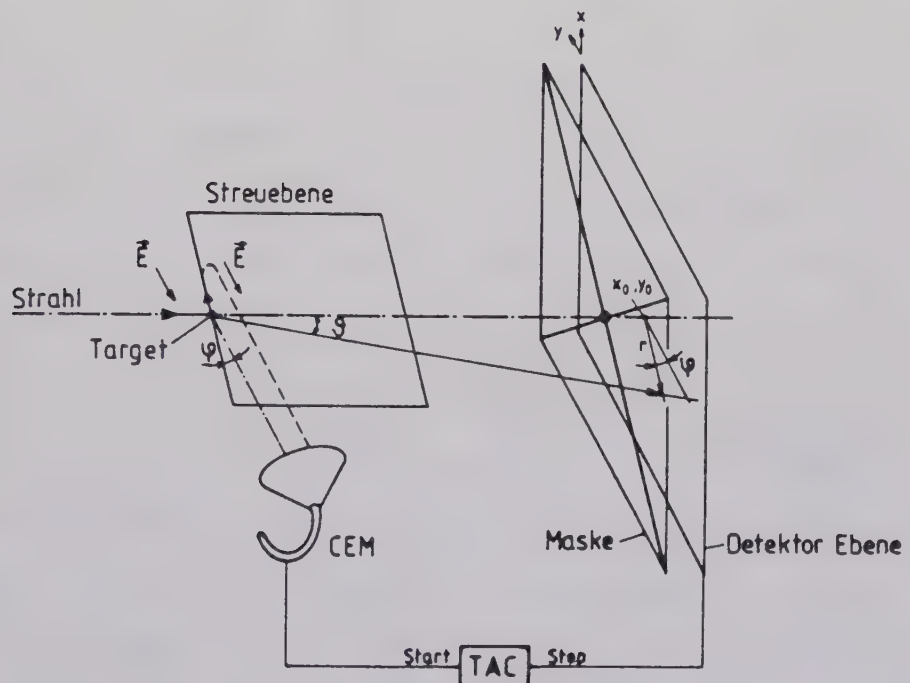


Abb. 3.2.2: *Prinzipieller Meßaufbau für eine Projektil-Rückstoßion-Koinzidenzmessung.*

3.3. Strahlführung und Meßappara- tur

Abb. 3.3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Strahlführungssystems. Hinter dem Schaltmagneten (1) konnte der Strahl durch einen Zentrierkollimator (4) in Strahlrohrmitte ausgeblendet und seine Intensität in einem dahinterliegenden Faradaycup (5) gemessen werden. Außerdem bestand die Möglichkeit, die Strahlqualität (Fokusgröße etc.) mit einem Quarz (7) optisch zu kontrollieren. Mit einem magnetischen Steerer (6) konnte die Strahlposition, sowohl in der senkrechten, als auch in der waagrechten Richtung geringfügig korrigiert werden. Die elektrostatische Linse (8), die normalerweise zur Fokussierung des Strahles dient, war ausgeschaltet, da für die Festlegung der Teilchentrajektorie in jedem Einzelstoß ein nahezu paralleler Strahl erforderlich ist. Im Abstand von ungefähr 3,5 m nach dem Zentrierkollimator befand sich ein weiterer Kollimator (9). Beide Kollimatoren gewährleisteten eine präzise Strahldefinition. Etwa 40 cm vor der Streukammermitte war es noch einmal möglich, den Strahl auf einem Quarz (7) optisch zu kontrollieren. Ein letzter Kollimator (11), mit dem die Schlitzstreuung des zweiten Kollimators (an seinen Kanten stark gestreute Projektile) "abgeschnitten" werden konnte, befand sich direkt vor der Streukammer (12). Zur Aufrechterhaltung des Vakuums von etwa $1 \cdot 10^{-6}$ hPa wurde das gesamte Strahlführungssystem vor der Streukammer an drei Stellen gepumpt. Hinter dem Analysiermagneten (1) befanden sich zwei Öldiffusionspumpen (3) mit Kühlfallen und einem effektiven Saugvermögen von je 350 l/s. Bis zur Streukammer waren drei Öldiffusionspumpen mit Kühlfallen und dem gleichen Saugvermögen installiert. Die Streukammer (12) mit der Gaszelle und dem Rückstoßionenspektrometer wurde zweifach differentiell gepumpt um ein gut lokalisiertes Gastarget zu gewährleisten. Der Druck in der Reaktionszone wurde mittels eines Kapazitätsmanometers gemessen. Gas wurde durch eine sehr dünne Kanüle (Durchmesser ca. 0.5 mm), die in die Gaszelle

(Reaktionszone) führte und in den Strahlengang gefahren werden konnte, eingelassen. Um ein ausreichendes Vakuum vor und nach der Streukammer aufrechtzuerhalten, waren zusätzlich Blenden mit kleiner Apertur an der Kammereintrittsöffnung angebracht, welche die Diffusion von Gasteilchen in das Strahlrohr vor und nach dem Gastarget (dritte differentielle Pumpstufe) weitgehend unterbanden. Etwa 30 cm nach der Streukammermitte war es möglich, den Strahl auf einem Quarz optisch zu kontrollieren. Genau 160 cm hinter der Streukammermitte befand sich, zur exakten Ausrichtung nach dem Strahl, ein in horizontaler wie in vertikaler Richtung verschiebbarer Detektor zum Nachweis der Projektionen (14). Vor dem Detektor wurde noch eine Turbopumpe installiert (13), um das Vakuum von $1 \cdot 10^{-6}$ hPa aufrechtzuerhalten. Vor Beginn der Messung wurden alle Kollimatoren, sowie das Rückstoßionenspektrometer und die Gastargetdüse mittels eines Justierteleskops genau auf die Sollbahn des Strahls justiert. Die Grundvakua ohne Targetgas waren in der Streukammer $1 \cdot 10^{-6}$ hPa und im Rohr vor dem Teilchendetektor $5 \cdot 10^{-6}$ hPa. Bei einem Gastargetdruck von $3 \cdot 10^{-3}$ hPa stieg der Druck in der Kammer auf $8 \cdot 10^{-5}$ hPa und vor dem Detektor auf $4 \cdot 10^{-5}$ hPa. Der Druck vor der Streukammer veränderte sich beim Einlassen des Targetgases nicht messbar.

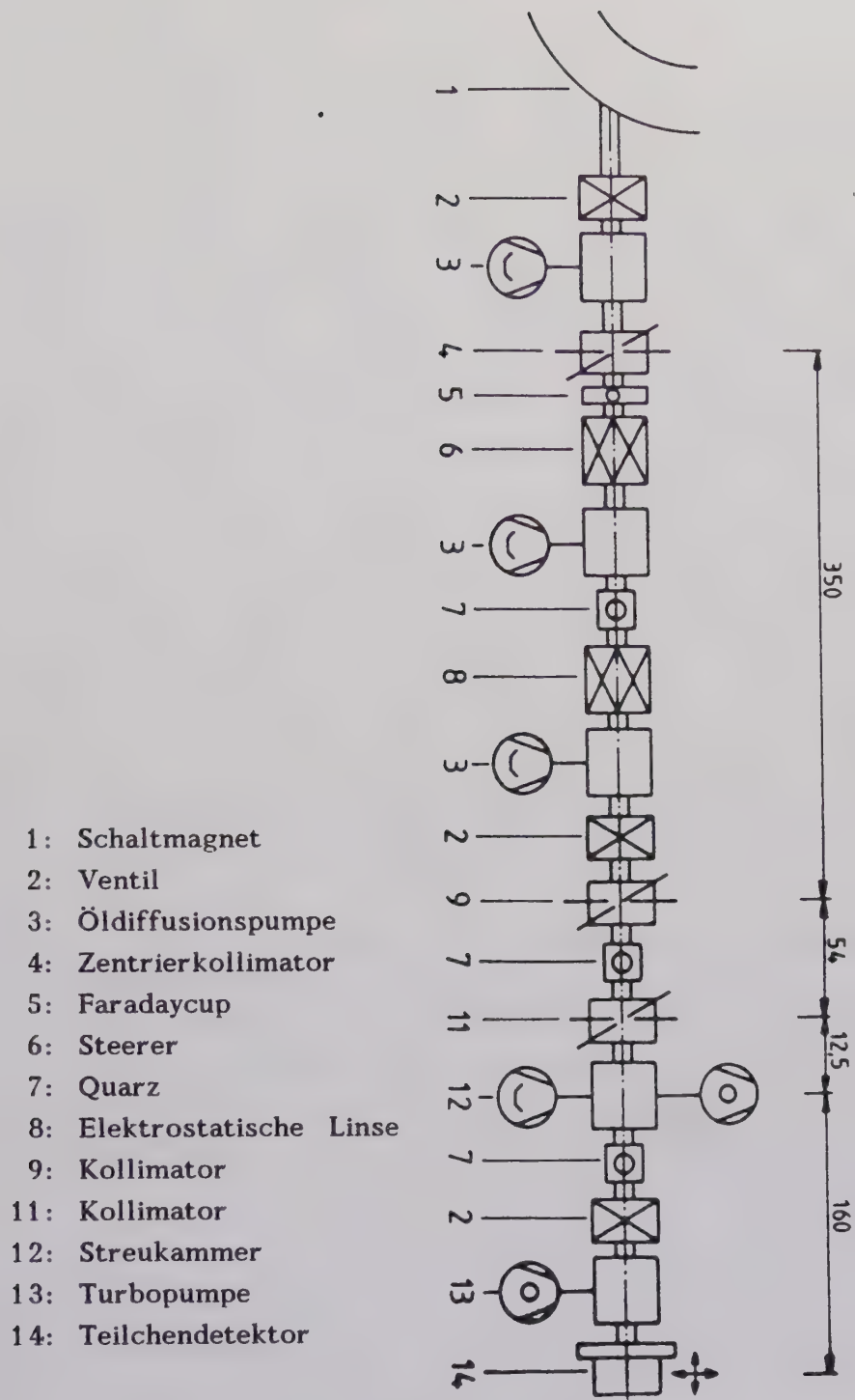


Abb. 3.3.1: Schematische Darstellung des Strahlführungssystems mit dem Teilchennachweissystem.

3.4. Detektion der Rückstoßionen

Das Prinzip des Rückstoßionennachweises, das in dieser Messung verwendet wurde, besteht darin, die erzeugten Ionen aus der Reaktionszone elektrostatisch abzusaugen und nach einer Flugstrecke bestimmter Länge nachzuweisen [Cock 79, Kelb 82]. Rückstoßionen gleicher Masse und unterschiedlicher Ladung werden vom elektrostatischen Feld, je nach Ladung, unterschiedlich stark beschleunigt. Dadurch unterscheiden sich ihre Flugzeiten vom Reaktionsort bis zum Nachweisort, d. h. ihr Ladungszustand läßt sich aus der Messung der Flugzeit ermitteln. Allerdings machen sich hier Unterschiede im Entstehungsort der Rückstoßionen durchaus bemerkbar. Das bedeutet, daß das Spektrometer eine günstige zeitliche Fokussierung besitzen muß. Teilchen mit gleicher Masse und gleicher Ladung müssen auch dann gleiche Flugzeiten haben, wenn ihre Entstehungsorte unter ungünstigsten Bedingungen mehr als einen Zentimeter voneinander entfernt liegen. Mathematisch ausgedrückt heißt das, die Änderung der Zeit bei Änderung des Entstehungsortes muß minimal, idealerweise Null sein.

Bild 3.4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Flugzeitspektrometers für Rückstoßionen. Hierbei wird über die Strecke x_0 die Spannung U angelegt. Die Rückstoßionen mit der Masse m und der Ladung q werden je nach Entstehungsort entlang der unterschiedlichen Strecken x_1 auf die Geschwindigkeit v beschleunigt und durchfliegen danach die Strecke x_2 im feldfreien Raum.

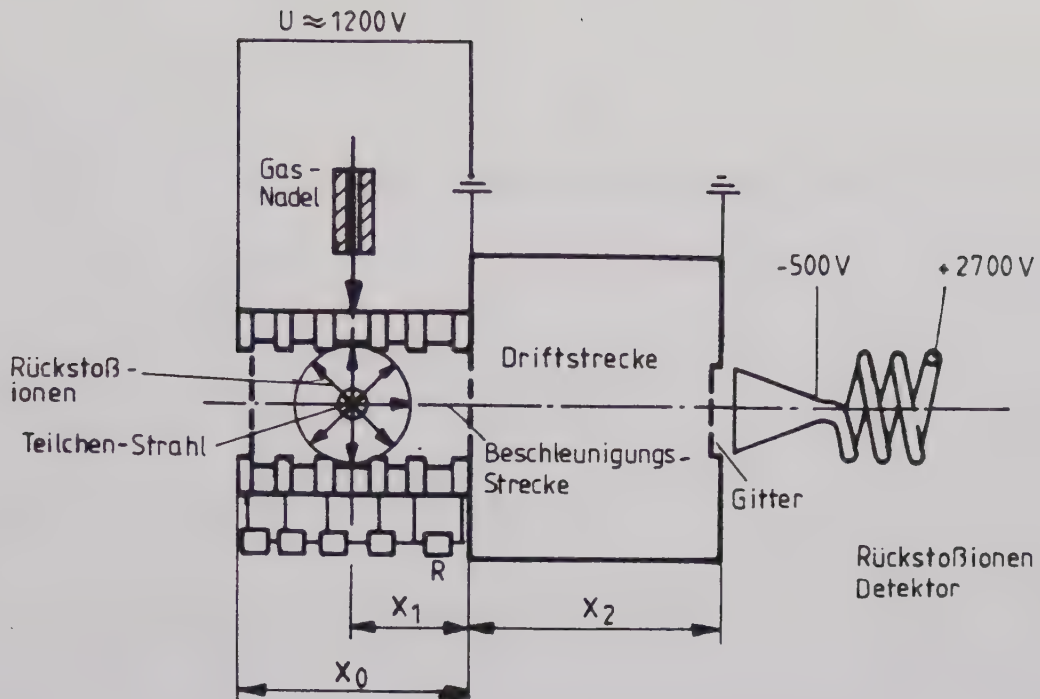


Abb. 3.4.1: *Prinzipieller Aufbau des Rückstoßionenspektrometers*

Wie in mehreren Arbeiten bereits detailliert beschrieben wurde [Kelb 82, Cock 79, Ullr 83], erreicht man in erster Ordnung optimale zeitliche Fokussierung der an unterschiedlichen Orten entstandenen Rückstoßionen bei einem Verhältnis der Länge der Flugstrecke x_1 zu derjenigen der Beschleunigungsstrecke x_2 von $x_2 : x_1 = 2 : 1$.

Eine Konstante C wird wie folgt definiert:

$$C = \sqrt{m x_0 / 2U} \quad (3.4.1).$$

Mit $E_{\text{kin}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{Uq}{x_0}$ ergibt sich für die Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{2Ux_1/mx_0} = C^{-1} \sqrt{x_1} \quad (3.4.2).$$

t_1 und t_2 sind die Flugzeiten für die Flugstrecken x_1 und x_2 :

$$t_1 = \frac{2x_1}{v}, \quad t_2 = \frac{x_2}{v} \quad (3.4.3).$$

Für die Gesamtflugzeit T_f folgt daraus:

$$T_f = t_1 + t_2 = C \left(2\sqrt{x_1} + x_2/\sqrt{x_1} \right) \quad (3.4.4).$$

Das Minimum der Flugzeitdifferenz ist

$$\frac{dT_f}{dx_1} = C \left(\frac{1}{\sqrt{x_1}} - \frac{x_2}{2x_1\sqrt{x_1}} \right) = 0 \Rightarrow x_1 = x_2/2 \quad (3.4.5).$$

Daraus folgt, daß die Driftstrecke für eine ideale Zeitfokussierung in erster Ordnung doppelt so lang sein muß, wie die Beschleunigungsstrecke (siehe oben). Die Gesamtflugzeit ist damit mit der Masse und dem Ladungszustand der Rückstoßionen durch

$$T_f = 2\sqrt{m/q} \cdot \sqrt{x_0 x_2/U} \quad (3.4.6)$$

verknüpft.

3.5. Transmission der Rückstoßionen

Da in der hier vorliegenden Arbeit erstmals Stoßparameter unterhalb 15.000 fm untersucht werden sollten, ergaben sich, im Gegensatz zu der Messung totaler Vielfachionisationswirkungsquerschnitte ohne Festlegung eines bestimmten Stoßparameterbereiches, folgende zusätzliche Komplikationen: In Abhängigkeit vom Stoßparameter wurden den nachzuweisenden Targetatomen beim Stoß beträchtliche Rückstoßenergien übertragen (> 20 eV). Da die Auslegung des Rückstoßionenspektrometers, welches aus geometrischen Gründen möglichst kompakt sein sollte, nur eine gewisse Spannungsfestigkeit zuläßt (≈ 1200 V über $x_0 = 24$ mm), werden senkrecht zum angelegten Feld E gestreute Targetatome je nach Rückstoßenergie (Abb. 3.5.1) nicht nachgewiesen. Die Effizienz ε des Spektrometers ist somit nicht nur abhängig vom azimuthalen Emissionswinkel der Rückstoßionen φ_R (dies entspricht dem Azimutalstreuwinkel des Projektils von $\varphi_P = 180 - \varphi_R$), sondern auch von deren Rückstoßenergie und somit vom Streuwinkel ϑ des Projektils ($\varepsilon = \varepsilon(\varphi_R(\vartheta))$).

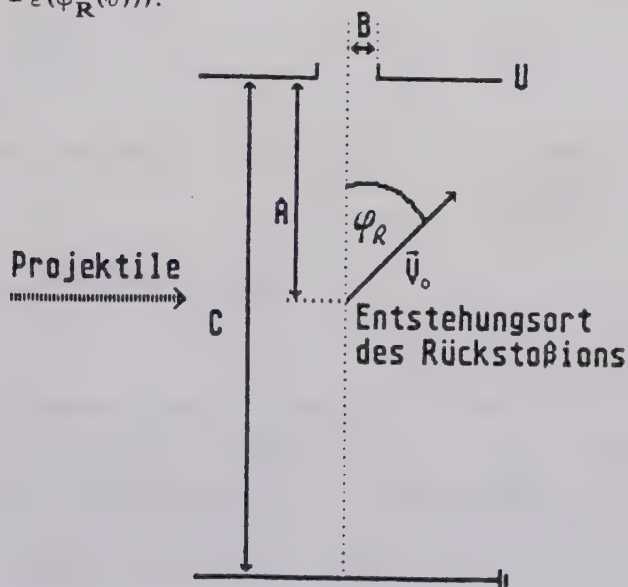


Abb. 3.5.1: Vereinfachte Darstellung der Spektrometergeometrie

Geht man von den Newtonschen Bewegungsgleichungen für das Rückstoßion aus, so erhält man folgende Gleichung für den Abstandsvektor (der Entstehungsort der Rückstoßionen sei der Ursprung des Koordinatensystems):

$$\underline{r}(t) = \underline{r}_0 + \underline{v}_0 t + q \underline{E} t / 2m \quad (3.5.1).$$

$\underline{v}_0$ ist die Anfangsgeschwindigkeit des Rückstoßions, q seine Ladung und m seine Masse, E die elektrische Feldstärke.

Bei einem festen Emissionswinkel φ_R ist für die Transmission von Bedeutung, welche Anfangsenergie das Rückstoßion haben darf um noch durch die Blende zu gelangen. Man zerlegt r in seine Komponenten parallel und senkrecht zur Blende und setzt die parallele Komponente mit b und die senkrechte mit a an (Abb. 3.5.1). Dann ergibt sich für die "maximal zulässige" Anfangsgeschwindigkeit v_0 , bei der das Rückstoßion gerade den Blendenrand trifft:

$$v_0^2 = \left(\frac{qU}{2mc} \cdot \frac{b^2}{\sin^2 \varphi_R} \right) / (a - b \cot \varphi_R) \quad (3.5.2).$$

Für die entsprechende Anfangsenergie gilt dann:

$$E_0 = \left(\frac{qU}{4c} \cdot \frac{b^2}{\sin^2 \varphi_R} \right) / (a - b \cot \varphi_R) \quad (3.5.3).$$

Alle Rückstoßionen deren Energie kleiner als E_0 ist, gelangen also durch die Blende hindurch. Abb. 3.5.2 zeigt die maximalen Energien der Rückstoßionen in Abhängigkeit vom Emissionswinkel φ_R . Man erkennt, daß bei Energien von weniger als 6 eV für Ne^+ keine Transmissionsverluste zu erwarten sind. Für höher geladene Ionen erhöht sich diese Energie.

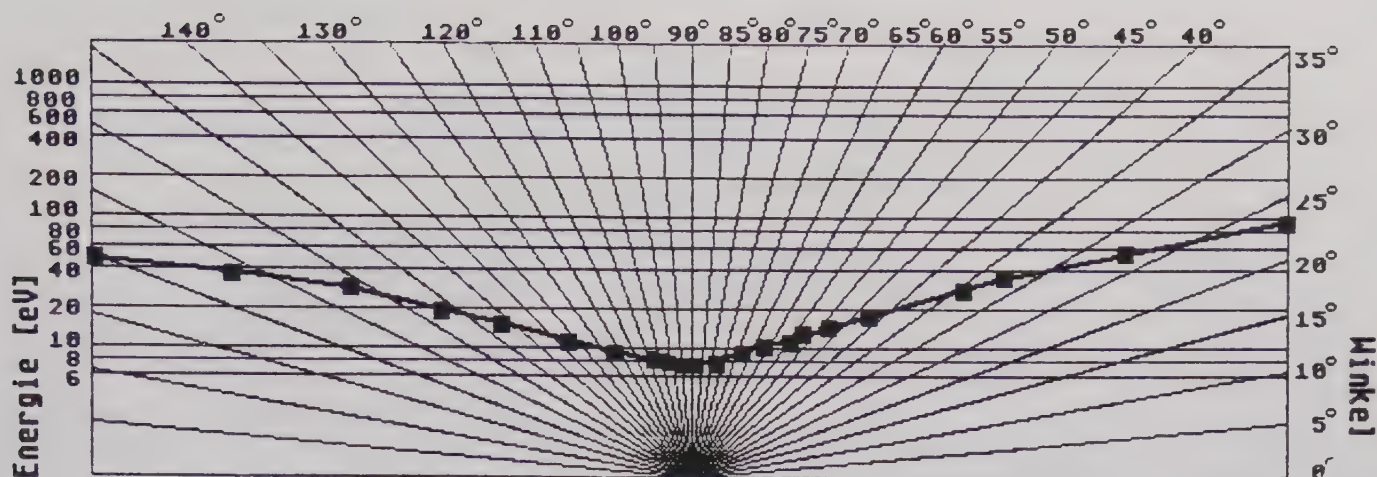


Abb. 3.5.2: "Maximal zulässige" Rückstoßenergie E_0 für hundertprozentige Transmission in Abhängigkeit vom Emissionswinkel φ_R , für einfach geladene Rückstoßionen: $q=1$.

Aufgrund der vorgegebenen maximalen Extraktionsspannung des Rückstoßionenspektrometers war es somit unbedingt notwendig, den Azimutalstreuwinkel der Rückstoßionen über eine Messung desjenigen der Projektile festzulegen, um die Effizienz $\varepsilon(\varphi_R)$ experimentell kontrollieren zu können.

3.6. Streukammer und Rückstoßionenspektrometer

Nach Durchdringen einer doppelt differentiellen Pumpstufe gelangte der Strahl durch eine Eintrittsöffnung mit 2 mm Durchmesser in die innere Gaszelle (effektive Länge: 1,7 cm) des Spektrometers [Kelb 88] (Abb. 3.6.1, 3.6.2), in der die Rückstoßionen erzeugt wurden. An beiden Enden dieser Zelle waren (senkrecht zum Strahl, in Richtung der Ionenextraktion) feinmaschige Gitter angebracht (Transmission: 83 %), zwischen denen die Extraktions-

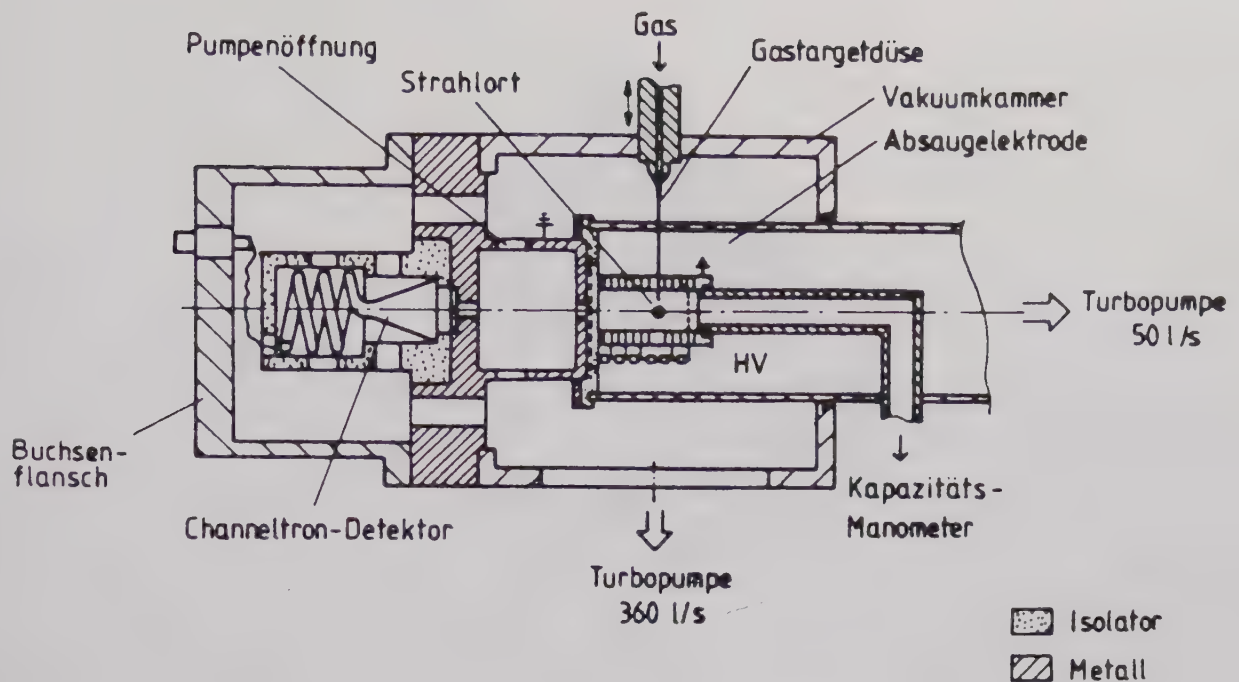


Abb. 3.6.1: Schnitt durch die Streukammer mit Rückstoßionenspektrometer

spannung von +1200 V durch Potentialringe, die untereinander mit einer Widerstandskette verbunden waren, auf Erdpotential heruntergeteilt wurde. Eine dünne Nadel, die auf das Potential der entsprechenden Äquipotentialfläche (+800 V) im Abziehfeld gelegt war, führte das Gas in den Reaktionsraum. An das eine Ende der Gaszelle schloß sich die feldfreie Flugstrecke an, an deren Ende sich ein Channeltron zur Detektion der Rückstoßionen befand. Auf der gegenüberliegenden Seite führte ein Anschluß direkt an ein Kapazitätsmanometer, welches unabhängig von der Gassorte den absoluten Druck in der Gaszelle maß. Mit einem Druckregelkreis der aus Meßkopf und schrittmotorgesteuertem Ventil bestand, wurde der Druck im Bereich von $0,7 - 0,8 \cdot 10^{-3}$ hPa konstant gehalten. Durch diesen niedrigen Druck war eine Umladung der erzeugten Rückstoßionen im Extraktions-

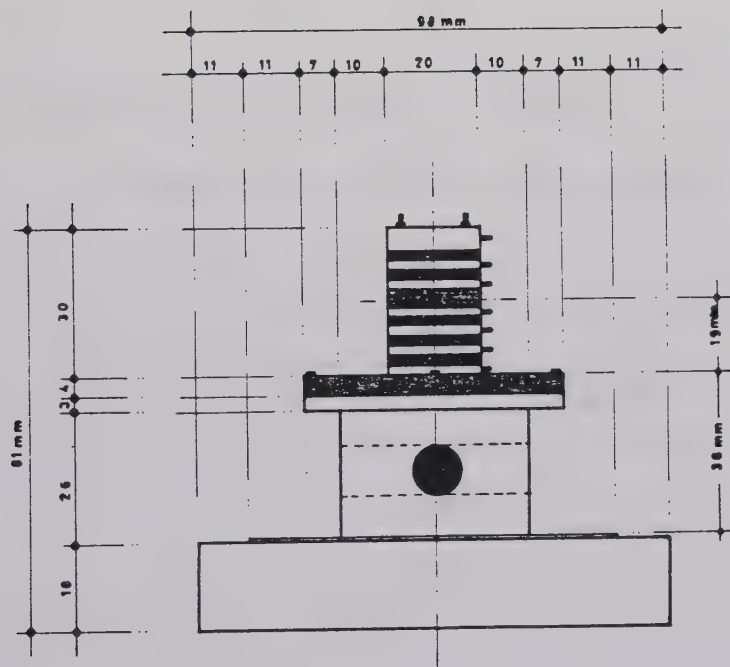
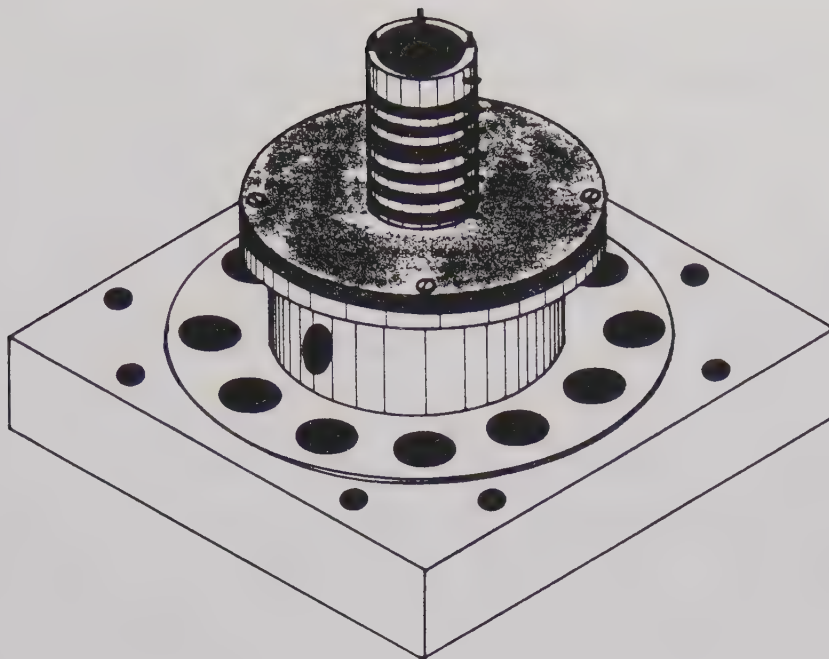


Abb. 3.6.2: Darstellung des verwendeten Rückstoßionenspektrometers mit Abmessungen.

raum durch sekundäre Stöße mit dem Targetgas ausgeschlossen. Wie schon in Kapitel 3.3. erwähnt, wurde die Streukammer mit einer Öldiffusionspumpe mit Kühlfalle gepumpt und mit Trennblenden zum Strahlrohr ausgestattet. Eine zylindrische Pumpschale wurde um das Spektrometer angebracht und mit einer Turbopumpe (Saugvermögen: 50 l/s) gepumpt, um einen zusätzlichen Druckgradienten zu erhalten. Dadurch ergab sich ein Druckunterschied von zwei Größenordnungen zwischen der innersten Zelle (Reaktionsraum) und dem Streukammerbereich. Eine Umladung der Projektile vor und nach der effektiven Reaktionszone ist damit minimiert worden. Nach Verlassen der Driftstrecke treffen die Ionen auf den Channeltronkonus. Eine optimale Effizienz ε_{RS} des Channeltrons wurde durch Anlegen einer negativen Spannung von -500 V am Konus erreicht. Die auftreffenden Ne-Rückstoßionen hatten somit insgesamt eine minimale Energie (einfach geladene Ionen) von mindestens 2 keV.

3.7. Detektion der Projektile

3.7.1. Wahl des Detektortyps

Zur vollständigen Bestimmung eines Ereignisses bei der Messung ist der koinzidente Nachweis der gestreuten Projektile und Rückstoßionen notwendig. Darüberhinaus muß der Streuwinkel ϑ , bzw. Stoßparameter und, wie in Kap. 3.5. ausgeführt, der Azimutalstreuwinkel φ (Streuebene) eines jeden gestreuten Teilchens gemessen werden. Eine bewährte Methode dazu stellt der Einsatz von Gasdetektoren (Kap. 3.7.2.) dar [Gauk 77], die in einem Abstand vom Target in Strahlrichtung positioniert werden. Gasdetektoren, in der Regel werden Parallelplattenlawinenzähler (PPLZ) verwendet, besitzen die für Koinzidenzmessungen erforderliche gute Zeitauflösung. Sie können darüberhinaus auch bei sehr hohen Zählraten eingesetzt werden ($f \leq 1$ MHz), was für die Messung von Ereignissen, die mit geringer Wahrscheinlichkeit eintreten, von

großer Bedeutung ist. Der Streuwinkel ϑ und der Azimutalwinkel φ können mit einem zweidimensional ortsauflösenden Detektor simultan gemessen werden. Hier wurde dieser zweidimensionale Teilchennachweis mit einer "Wedge-and-Strip"-Anode [Lapi 86] (Kap. 3.7.3) durchgeführt.

3.7.2. Physikalisches Grundprinzip des Detektors

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ortsauflösender Parallelplattenlawinenzähler (PPLZ) verwendet. Ein PPLZ besteht aus parallelen Elektroden, zwischen denen sich ein organisches Gas befindet. Das nachzuweisende geladene Teilchen erzeugt beim Durchgang durch das Detektorgas eine Spur von primären Elektronen und Ionen. Bei einem typischen Detektorgasdruck von 10–20 hPa reicht die Zahl der primär erzeugten Elektronen jedoch nicht für einen Nachweis aus. Die Primärelektronen werden deshalb durch eine an den Elektroden angelegte hohe Spannung beschleunigt. Durch die Aufnahme von kinetischer Energie sind diese Primärelektronen oberhalb einer gewissen Spannung in der Lage, andere Gasmoleküle zu ionisieren. Die dabei freigesetzten Elektronen werden ihrerseits beschleunigt und ionisieren weitere Gasmoleküle, bis infolgedessen eine Ladungslawine, die sogenannte Townsend-Lawine [Town 15] entsteht. Diese Lawine führt zu einem kurzen Spannungsabfall an der Anode des Detektors, der über einen Kondensator ausgekoppelt wird und mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker weiterverstärkt werden kann. Die gleichzeitig gebildete Ionenwolke ist im Gegensatz zur Elektronenlawine sehr langsam, da die Ionen wesentlich größere Masse als die Elektronen haben. Der im Vergleich zur Elektronenkomponente langsame Anstieg ($t_R \approx 1 \mu\text{s}$ gegenüber $t_R \approx 2 \text{ ns}$ für Elektronen) der Ionenkomponente ist für den Teilchennachweis nicht geeignet, und wird daher im schnellen Vorverstärker ignoriert. Die durch den Lawinenprozeß erreichte Vergrößerung der

Ladungswolke wird Gasverstärkung genannt, sie ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Zahl der Primärelektronen und der Zahl aller Lawinenelektronen. Die Gasverstärkung hängt im wesentlichen von der freien Weglänge der Elektronen im Detektorgas und der mittleren Energieaufnahme auf einer bestimmten Wegstrecke im Feld zwischen den Elektroden ab. Diese beiden Größen werden durch den Abstand d der Elektroden (Detektortiefe), den Gasdruck p und die angelegte Spannung U bestimmt. Eine Abschätzung der Zahl der Lawinenelektronen nach Townsend [Chri59] erfolgt durch:

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (3.7.1),$$

wobei N_0 die Zahl der primären Elektronen angibt und α der Townsendkoeffizient ist, der die Zahl der Elektron-Ion-Paare angibt, die auf 1 cm Weg von einem einzelnen Elektron gebildet werden. Er läßt sich nach [Schl 59] folgendermaßen berechnen:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left[-\frac{B}{E/p}\right] \quad (3.7.2).$$

In 3.7.2 treten zwei empirische Werte A und B auf, die von der verwendeten Gassorte abhängen. Für das bei den Messungen verwendete organische Gas Isobutan (C_4H_{10}) lauten sie [Brös 76]:

$$A = 18,2 \frac{1}{\text{mbar} \cdot \text{cm}}$$

$$B = 319 \frac{\text{Volt}}{\text{mbar} \cdot \text{cm}}$$

Damit kann die totale Zahl der Lawinenelektronen für einen gegebenen Detektor berechnet werden:

$$N = N_0 \cdot \exp\left[A \cdot p \cdot d \cdot \exp\left\{-\frac{B}{E/p}\right\}\right] \quad (3.7.3)$$

Der Quotient

$$\frac{N}{N_0} = M = e^{\alpha d} \quad (3.7.4)$$

gibt dann die Gasverstärkung M an. Für einen Detektor mit mehreren Verstärkerstufen gilt:

$$M = M_1 \cdot M_2 = e^{(\alpha_1 + \alpha_2)d} \quad (3.7.5).$$

Man wählt Kohlenwasserstoffe als Detektorgase, weil bei ihnen die Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit sehr gering ist [Klei84]. Eine vermehrte Elektronenanlagerung bei anderen Detektorgasen führt zu einer Verminderung der Elektronenlawine. Ausserdem haben Kohlenwasserstoffe gute "Quenching"-Eigenschaften. Das heißt, sie haben ein gutes Absorptionsverhalten für Photonen, die durch den Zerfall von angeregten Zuständen nach inelastischen Stößen von Elektronen mit Gasmolekülen entstehen. Man vermeidet dadurch viele unerwünschte Kanalentladungen.

Abb. 3.7.1 zeigt die Abhängigkeit der Pulshöhen von der Detektorspannung bei verschiedenen Gasdrucken für Isobutan [Bres77]. Da das Gas Isobutan beim Detektorbetrieb jedoch "altert", d. h. die langkettigen Gasmoleküle zerbrechen und es seine guten "Quenching"-Eigenschaften verliert, muß es während des Experiments laufend ausgetauscht werden. Der Gasdetektor wurde deshalb im Gasdurchfluß betrieben.

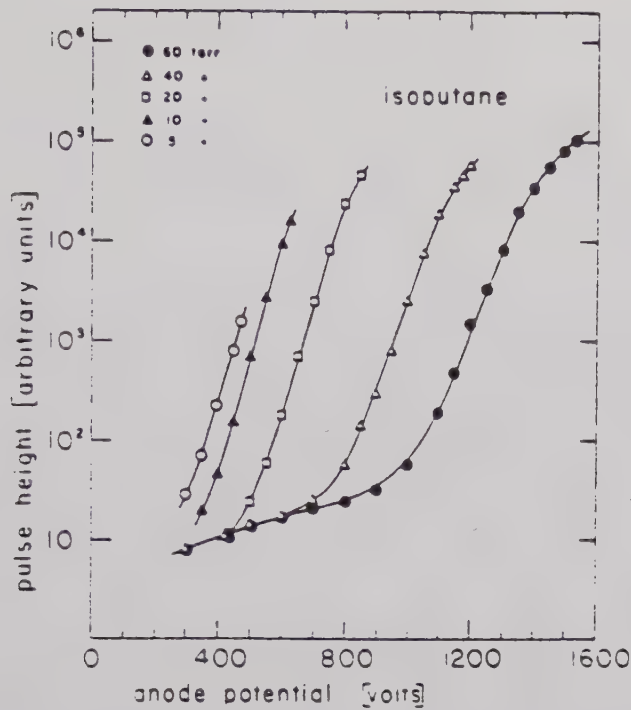


Abb. 3.7.1: Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit von Detektorspannung und Gasdruck [Bres 77].

3.7.3. Detektoraufbau

Der in diesem Experiment verwendete PPLZ wurde gegenüber einem früheren Detektoraufbau [Dexh 86, Seip 87] für diese Messungen und für spätere Anwendungen modifiziert.

Abb. 3.7.2 zeigt einen Schnitt durch den Detektor. Die wesentlichen Elemente des Detektors sind folgende:

Eine dünne Vakuumfolie (0,82 mg/cm Hostalen), die von einem wabenförmigen Stützgitter gehalten wird. Diese Folie trennt das Gasvolumen des Detektors von der Hochvakuumseite des Strahlrohres.

Drei hintereinander angebrachte Metallgitter mit einer optischen Transmission von je 79,1 % dienen als Potentialflächen.

Die zweidimensional ortsauflösende Anode ("Wedge-and-Strip"-Platine). Der Abstand zwischen den Gittern beträgt jeweils 2,5 mm. Der Abstand der Anodenplatte vom letzten Gitter ist mit 9 mm wesentlich größer.

Die drei Metallgitter und die Anode können unabhängig voneinander auf verschiedene Potentiale gelegt werden. Durch diesen Aufbau wurde die Nachweiseigenschaft des Detektors im Vergleich zu einem PPLZ mit nur zwei Elektroden wesentlich verbessert [Dexh 86]. Dies ist besonders wichtig, da das Ionisierungsvermögen (Zahl der Primärelektronen) von γ -Protonen sehr klein ist [Dörn 87], und da außerdem für den zweidimensionalen Nachweis mittels der "Wedge-and-Strip"-Anode große und ausgedehnte Ladungslawinen erreicht werden müssen. Die Ortsbestimmung der auftreffenden Lawine wird durch die spezielle Geometrie der Anode erreicht (siehe Abb. 3.7.3). Entsprechend der Größe der drei voneinander elektrisch getrennten Segmente der Platine wird die gesamte auftreffende Ladung in 3 Teile geteilt und weitergeleitet, wobei das Verhältnis der Ladung auf der Fläche A durch die gesamte aufgetroffene Ladung $A+B+C$ gerade ein Maß für die Position in x- und dementsprechend die Größe $B/(A+B+C)$ ein solches für die Position in y-Richtung ist. Bedingt durch dieses Verfahren (Teilung der auftreffenden Ladung) ist es sehr wichtig, insbesondere an Randbereichen der Platine, wo bestimmte Segmente sehr klein werden können, große Summenladungen (Verstärkung im Detektor) zu erreichen und somit genügende Auflösung (Pulshöhen-zu-Rausch-Verhältnis) zu gewährleisten. Da weiterhin die geometrische Struktur in einer Dimension diskret ist, müssen mehrere der Rechtecke von der Lawine überdeckt werden, um eine kontinuierliche Ortsauflösung (kleiner als die eigentliche Strukturgröße) zu garantieren.

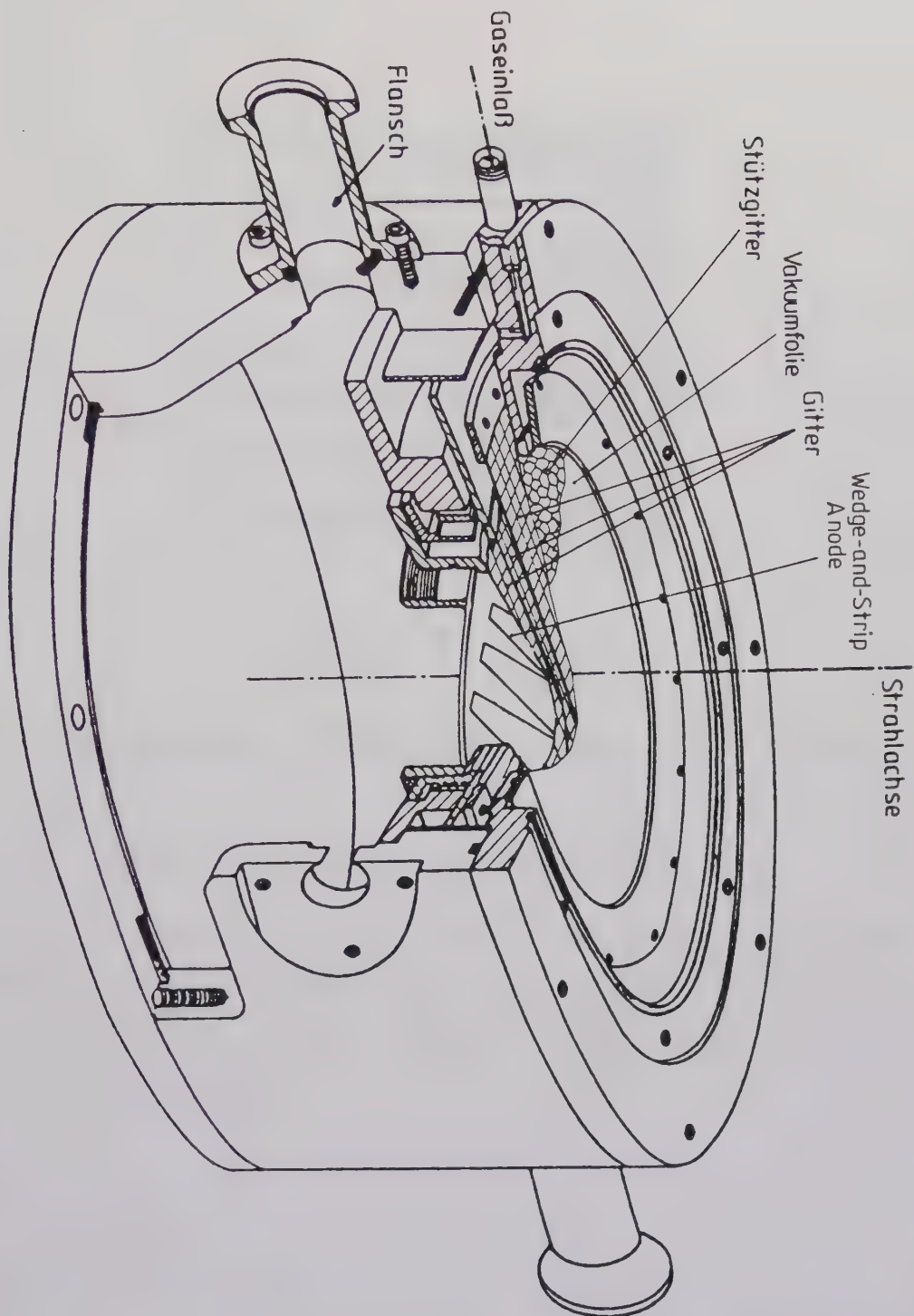


Abb. 3.7.2: Schnitt durch den Teilchendetektor.

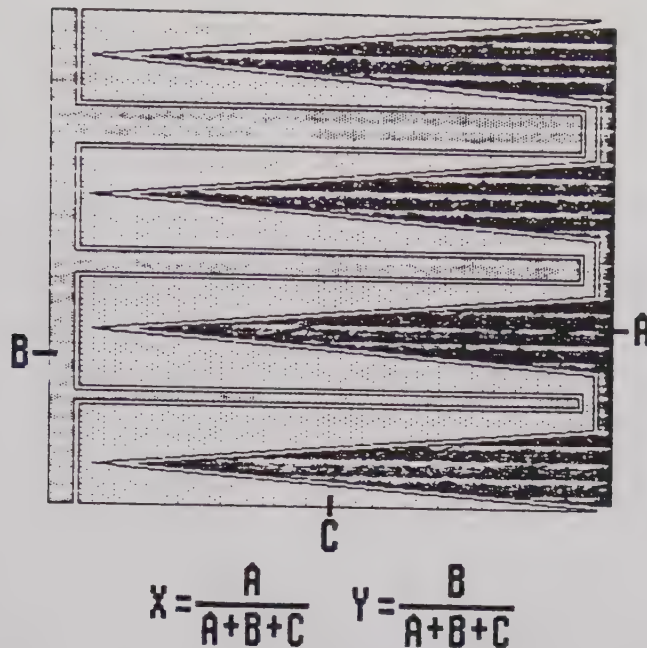


Abb. 3.7.3: Zweidimensional ortsauflösende "Wedge-and-Strip"-Anode

3.7.4. Betrieb des Detektors

Wie bereits erwähnt (Kap. 3.7.2), wurde der Detektor bei einem Gasdruck von 10–20 hPa betrieben, wobei Isobutan (oder n-Pentan) als "Zählgas" verwendet wurde. Die folgenden Betriebsspannungen an den verschiedenen Gittern und den Platinen stellten sich als optimal heraus:

Gitter 1: -290 V

Gitter 2: +0 V

Gitter 3: +380 V

Platine: +460 V

Durch den Aufbau mit mehreren Gittern kann man den Detektor in zwei "Moden" betreiben. In dem einen Modus legt man zwi-

schen Gitter 1 und Gitter 2 eine geringe Potentialdifferenz an, welche nicht ausreicht, eine Lawinenverstärkung auszulösen. Die gesamte von den erzeugten Primärelektronen aufgenommene kinetische Energie in diesem Detektorbereich liegt unterhalb der Schwellenenergie des Detektors, die notwendig ist, weitere Gas-moleküle zu ionisieren. So dient dieser Volumenbereich des Detektors ausschließlich dazu, die vom Projektil erzeugten Primärelektronen, deren Anzahl der Projektilenergie und der Projektilladung (in diesem Falle Eins) proportional ist, zu sammeln. Die so erhaltene, relativ große Zahl von Primärelektronen pro ein-

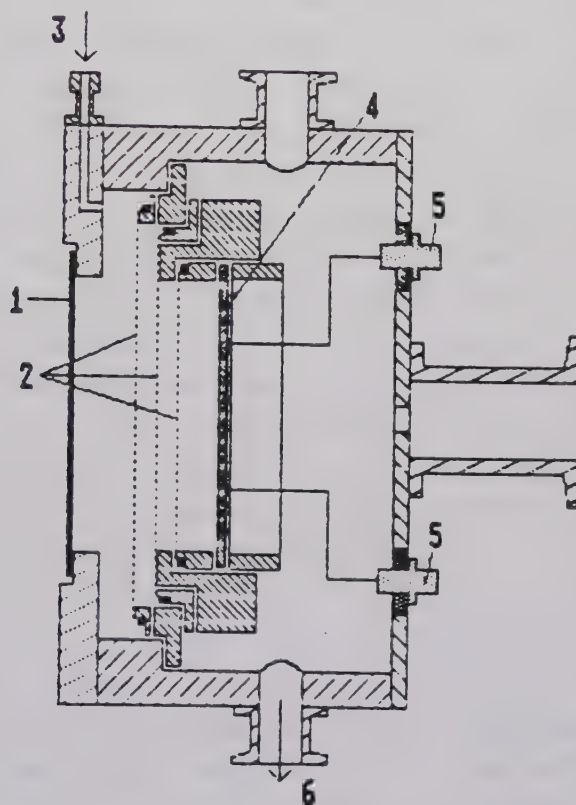


Abb. 3.7.4: *Detektoraufbau (Schnitt)*

- 1: Vakuumfolie
- 2: Die Potentialgitter
- 3: Gaseinlaß
- 4: Anode

- 5: Buchsen zum Auskoppeln der
Signale aus dem Detektor
- 6: Gasauslaß

treffendem Projektil gewährleistet aufgrund der guten Statistik die Basis für eine gute Energieauflösung des Detektors. Im Bereich zwischen Gitter 2 und Gitter 3, und unter Umständen zwischen Gitter 3 und der Platine, findet dann, aufgrund der hohen hier angelegten Spannungen, die eigentliche Verstärkung statt. Dieser Modus ist für den Nachweis hochenergetischer Schwerionen geeignet, da diese sehr viele Primärelektronen beim Durchgang durch das Detektorgas erzeugen.

In dem anderen, hier angewandten "Modus" wählt man die Potentialdifferenzen zwischen Gitter 1 und Gitter 2 bzw. zwischen Gitter 2 und Gitter 3 etwa gleich, so daß zwischen allen Gittern Gasverstärkung stattfindet, d. h. man erzeugt zwischen Gitter 1 und Gitter 2 eine Townsend-Lawine, die zwischen Gitter 2 und Gitter 3 weiterverstärkt wird. So kann man, da man zwei hintereinandergeschaltete Verstärker hat, wesentliche größere Signalverstärkung erreichen. Dies ist besonders wichtig beim Nachweis von schwach ionisierenden Teilchen (p, α), da diese nur wenige Primärelektronen beim Durchgang durch das Detektorgasvolumen erzeugen. Zwischen Gitter 3 und Platine liegt nur eine geringe Spannung zum "Absaugen" der Townsend-Lawine.

In Abb. 3.7.5 ist ein Pulshöhenspektrum von 1 MeV Protonen und 5,4 MeV α -Teilchen gezeigt. Die beste erreichte Energieauflösung betrug ca. 30 %. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, welches schließlich die Ortsauflösung des Detektors entscheidend beeinflusst, konnte für die Peakmitte auf einen Wert von > 500 optimiert werden.

Um sowohl die Linearität als auch die Auflösung der Ortsabbildung des Detektors während des Experiments überprüfen zu können, war es möglich, ein Goldtarget in den Strahlengang der Protonen einzubringen und damit die Projektile "gleichmäßig" auf den gesamten Detektor zu streuen, also die gesamte ortsempfindliche Detektorfläche "auszuleuchten". Alternativ dazu konnte das "Ausleuchten" auch mit einer α -Quelle durchgeführt werden. Die ortsempfindliche Fläche wurde mittels einer Metallmaske direkt vor der Vakuumfolie des PPLZ auf eine Fläche von

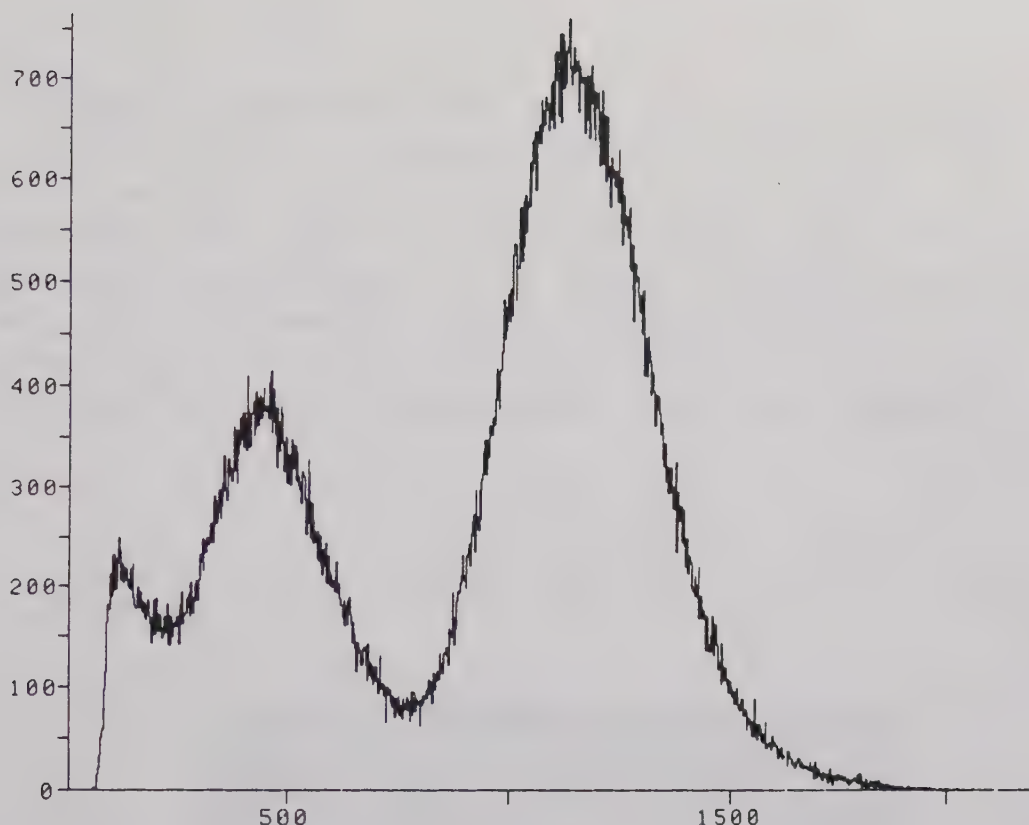


Abb. 3.7.5: *Pulshöhenspektrum von 1 MeV Protonen und 5,4 MeV α -Teilchen*

5 cm x 5 cm reduziert, da die Randbereiche der Anode (Durchmesser: 10 cm) verzerrte Abbildungen liefern. Da weiterhin auch nur "kleine" Stoßparameter, dies entspricht "großen" Projektilstreuwinkeln, gemessen werden sollten, wurde der direkte Strahl mittels einer Blende (Durchmesser: 5 mm) vor dem Detektor gestoppt. Um die Auflösung des Detektors auch während des Experiments ständig überwachen zu können, war die oben beschriebene Maske zusätzlich mit zwei diagonalen Streifen von 1 mm Breite versehen.

In Abb. 3.7.6 ist ein Bild dieser Maske, der diagonalen Stäbe, sowie der Strahlblende in der Mitte deutlich zu sehen, was durch die oben beschriebene "Ausleuchtung" des Detektors erreicht wurde. Die Abbildung der Stäbe war während der gesam-

ten Messung gewährleistet, und somit eine gute Ortsauflösung des Detektors über der gesamten aktiven Fläche von ungefähr 0,5 mm gesichert.

Der PPLZ selbst kann Datenraten von typisch Megahertz auf sehr kleiner Fläche (wenige mm^2) aufnehmen, jedoch beschränken die momentan verwendeten Elektronikmodule (Vorverstärker, Verstärker) die verarbeitbare Zählrate auf maximal 30.000 T/s integral über die gesamte Detektorfläche, falls eine Ortsauflösung

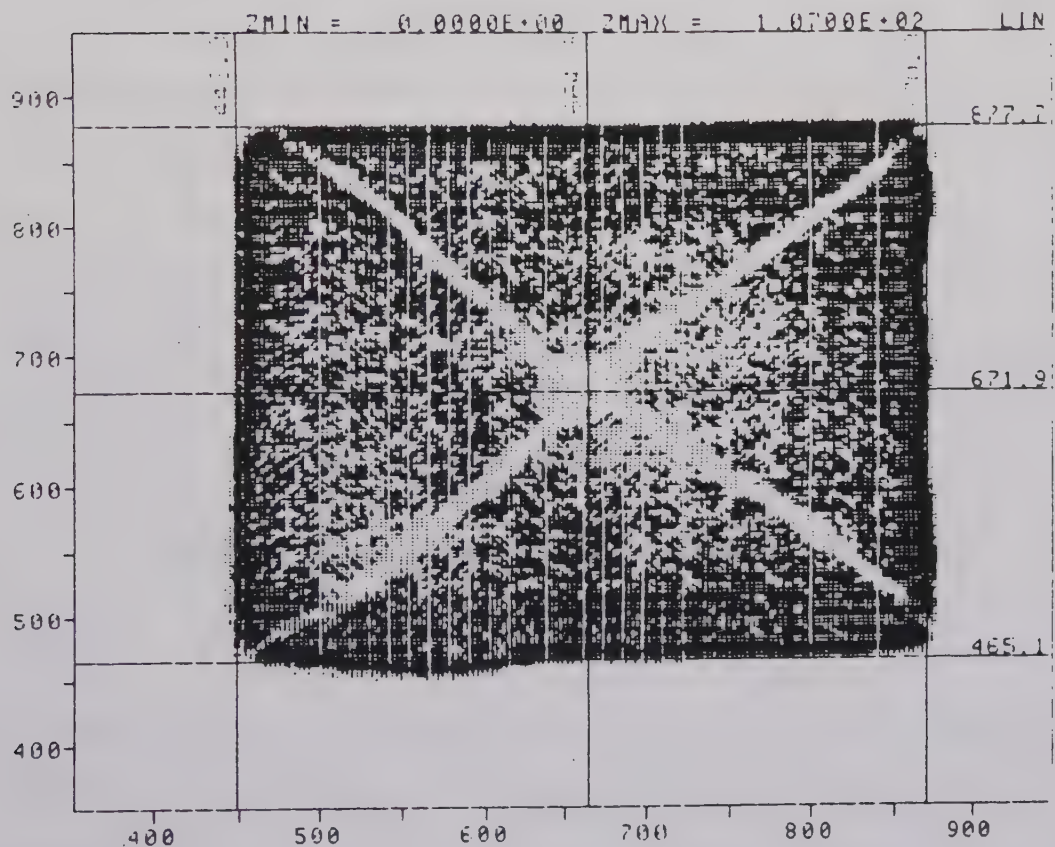


Abb. 3.7.6: Abbildung der Maske auf dem Detektor.

(elektronisch) von wenigen Zehntelmillimetern erwünscht ist. Dies bedeutete für die hier durchgeführten Experimente jedoch keinerlei Einschränkungen, da aufgrund sonst zu hoher Anteile zufälliger Ereignisse im Zeitspektrum (siehe Kap. 4), die Projektilrate auf dem PPLZ typisch auf 5.000–10.000 Teilchen pro Sekunde reduziert werden mußte. Diese Teilchenrate stellte für den PPLZ keinerlei Belastung dar, so daß eine Gesamtbetriebszeit von mehreren Tagen möglich war.

Um jedoch, was für viele andere Koinzidenzexperimente wünschenswert wäre, bei guter Auflösung hohe Raten primärer Teilchen aufnehmen zu können (mehrere Megahertz), wird der PPLZ momentan mit einer Triggereinrichtung versehen, die eine "Vorselektion" (Gate) der Projektile ermöglicht. Dementsprechend werden die Spannungen am Detektor, die zu Lawinenbildung führen, nur dann angelegt, wenn ein Projektilteilchen ankommt, welches mit großer Sicherheit einem physikalisch korrelierten Prozeß zuzuordnen ist. Alternativ und zusätzlich dazu wird versucht, die zur Ortsauflösung notwendige elektronische Ladungssammlung auf den einzelnen Platinensegmenten durch Verwendung optimal angepasster Vorverstärker und ladungsempfindlicher CDCs (Charge to Digital Converter), die ihrerseits direkt vom Computer ausgelesen werden können, stark zu beschleunigen.

3.8. Die Verarbeitungselektronik

3.8.1 . Projektilteilchenelektronik

In Abb.3.8.1 ist ein Blockschaltbild der verwendeten Elektronik dargestellt. Die auf die einzelnen, elektrisch voneinander getrennten Segmente der "Wedge-and-Strip"-Anode des Teilchendetektors auftreffenden Ladungen werden von drei ladungsempfindlichen Vorverstärkern gesammelt (PA), welche, um eine gute Ortsauflösung zu erreichen, extrem rauscharm sein müssen (≤ 10 mV). Die positiven Vorverstärkersignale (schnelle Anstiegsflanke: ≈ 10 ns,

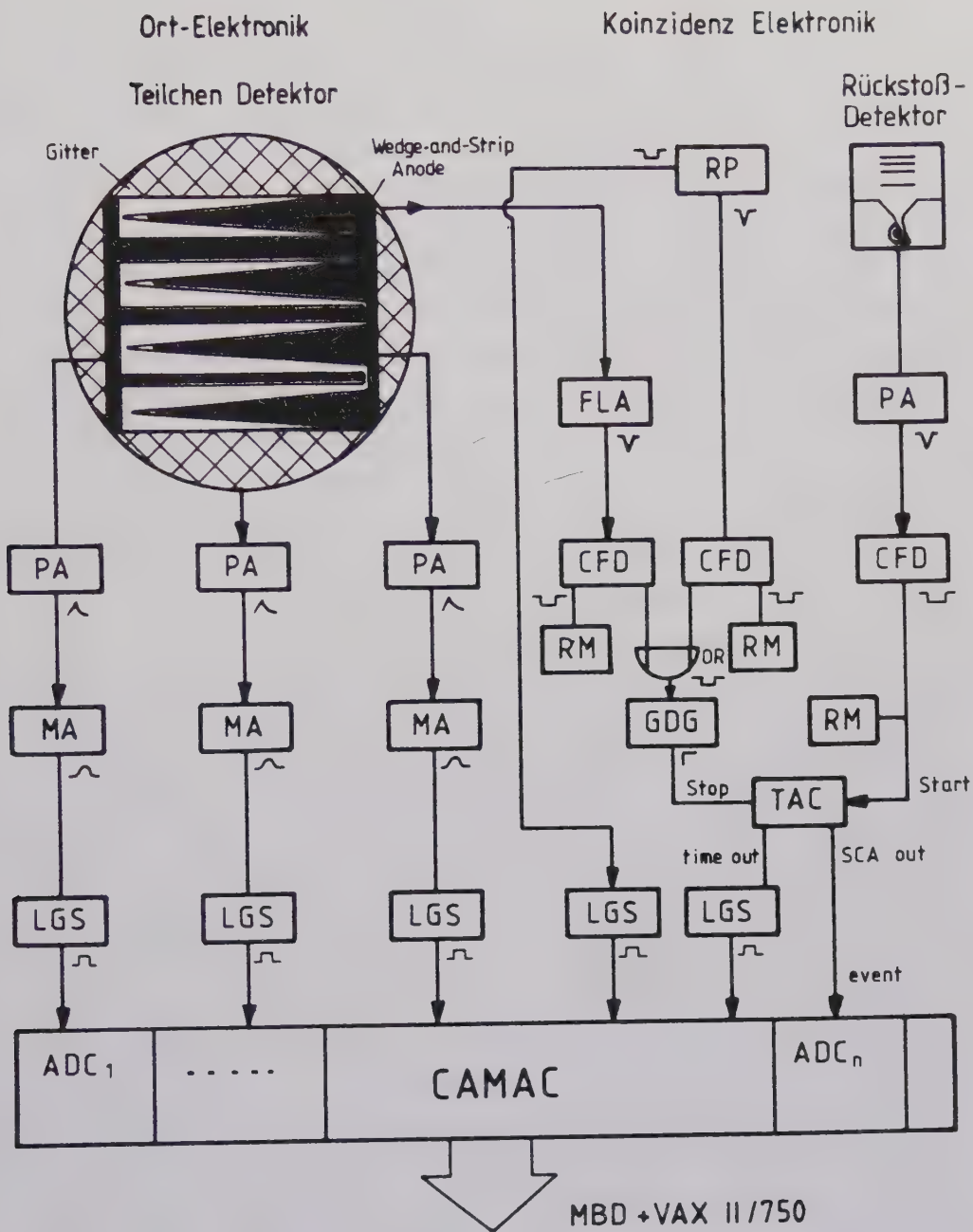


Abb. 3.8.1: Blockschaltbild der zur Projektile-Rückstoß-Koinzidenzmessung verwendeten Elektronik.

langsamer Abfall: $\approx 20 \mu\text{s}$) werden in den nachfolgenden Hauptverstärkern (MA) mit einer "shaping-time" von $2 \mu\text{s}$ verstärkt und über eine "Linear Gate and Stretcher"-Einheit (LGS), welche den zeitlichen Abgleich der Signale ermöglicht, in den ADC gespeist. Die mit Hilfe des Datenaufnahmeprogramms MONA, mittels eines MBDs (Multi Branch Driver), aufgenommenen Daten werden im "List-Mode" sowohl auf ein Magnetband, als auch auf die Festplatte des Computers geschrieben. Von dort liest das Datenauswerteprogramm LISA, welches in unserem Fall auf einer VAX 750 installiert ist, die Daten aus. Dieses Programm ermöglicht die softwaremäßige, hier zur Ortsauflösung notwendige Verrechnung der einkommenden drei Hauptverstärkersignale (A, B, C) in $x = A/(A+B+C)$ - und $y = B/(A+B+C)$ -Richtung und deren zweidimensionale Darstellung. In Abb. 3.8.2 ist ein solches zweidimensionales Spektrum gezeigt: der Strahl trifft auf die angebrachte Blende, die Intensität der gestreuten Teilchen fällt nach außen hin stark ab (Rutherford-Streuung), wobei die angebrachten Stäbe deutlich zu sehen sind. Um eine verzerrungsfreie Abbildung der Teilchen auf dem Detektor zu ermöglichen, ist es unbedingt notwendig, daß die Signale ohne einen Gleichspannungs-Offset am ADC anliegen und daß die Verstärkung der Ladungen der drei Segmente in den Hauptverstärkern identisch ist. Der "Abgleich" der Verstärkung der drei MA wurde durch Einspeisung eines Testsignals in den Eingang der drei Vorverstärker (über eine Kapazität von $4,2 \text{ pF}$) und anschließende Feinjustierung der Verstärker erreicht. Während der Messung trotzdem auftretende, leichte Unterschiede in der Verstärkung, sowie kleine, kaum zu vermeidende Spannungsoffsets können "software"-mäßig bei der Auswertung berücksichtigt werden ($A = c \cdot A' + b$, die Konstanten c und b entsprechen der Verstärkung bzw. dem Offset), so daß das in Abb. 3.7.6 bereits gezeigte, absolut verzerrungsfreie zweidimensionale Bild des ausgeleuchteten Teilchendetektors erzeugt werden konnte.

An einem der Vorverstärker wird gleichzeitig ein schnelles negatives Signal (Anstiegszeit: $\approx 2 \text{ ns}$) entnommen, über einen

schnellen "Fast-Linear-Amplifier" (FLA) verstärkt und in einem "Constant-Fraction-Discriminator" (CFD) in ein negatives, schnelles Einheitssignal (NIM) umgewandelt und gleichzeitig vom Untergrund befreit. Dieses schnelle Zeitsignal der auftreffenden Projektile wird in einer Einheit mit variablem "Delay" (GDG) je nach Wunsch verzögert und auf den Stop-Eingang des "Time-to-Amplitude-Converters" (TAC) gegeben. Zur Überwachung der Projektilrate dient ein "Ratemeter" (RM). Der "Random"-Pulser (RP) wurde zum Elektronikabgleich und zur Normierung der Daten verwendet.

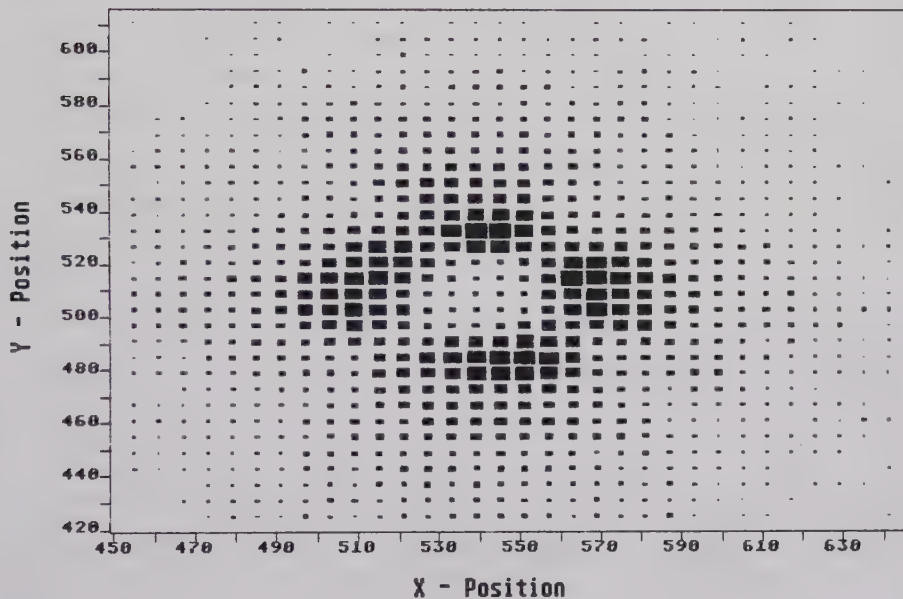


Abb. 3.8.2: Zweidimensionales Ortsspektrum für Streuung am Goldtarget.

3.8.2. Rückstoßionenelektronik

Ganz entsprechend dem schnellen Zweig der Teilchenelektronik werden die schnellen, negativen Ausgangssignale des Channeltron-detektors für die Rückstoßionen verstärkt (PA), in Einheitssignale umgewandelt, vom Untergrund befreit (CFD) und auf den Start-Eingang des TAC gegeben. Die beim Experiment anfallenden Rückstoßionen- und Projektilraten werden mit Hilfe eines schnellen Zählers unter Verwendung des Ausganges der CFDs ständig aufgenommen und protokolliert.

In Abb.3.8.3 ist ein so gewonnenes Zeitspektrum (das gesamte Zeitfenster beträgt $2\text{ }\mu\text{s}$) für das Stoßsystem $1\text{ MeV } p \rightarrow \text{Ne}$ dargestellt. Die Zeitauflösung, welche, wie in Kapitel 4 ausführlich behandelt werden wird, von der Kinematik der hier untersuchten engen Stöße abhängt, betrug etwa 20 ns . Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, war dies ausreichend, um die bei diesen Stößen entstehenden Ne-Ladungszustände von eins bis vier eindeutig zu trennen und zu identifizieren.

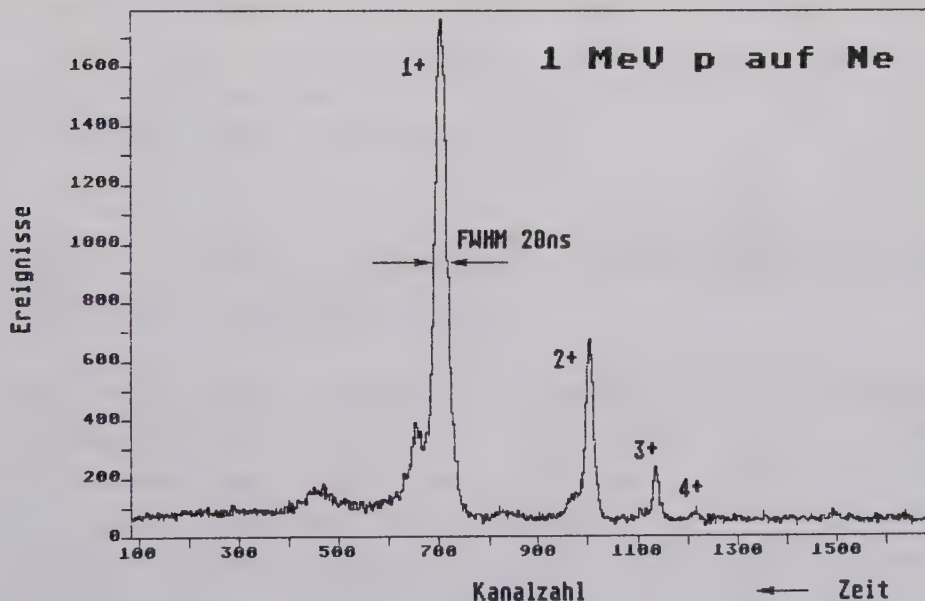


Abb.3.8.3: Zeitspektrum für das Stoßsystem $1\text{ MeV } p \rightarrow \text{Ne}$.

4. Datenanalyse und Auswertung

Die Wahrscheinlichkeit $P^{(q)}(b)$, bei einem bestimmten Stoßparameter b ein q -fach geladenes Neon-Rückstoßion zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$P^{(q)}(b) = \frac{N_q(b)}{N_{\text{ges}}(b)} \cdot \frac{4\pi}{\Delta\Omega_{\text{Rec}}} \quad (4.1)$$

wobei $N_q(b)$ die Zahl der Ne^{q+} -Ionen ist, die beim Stoßparameter b erzeugt wurden, und $N_{\text{ges}}(b)$ die Gesamtzahl der Projektile darstellt, die das Targetatom mit dem Stoßparameter b passiert haben. $\Delta\Omega_{\text{Rec}}$ ist der Rückstoßionendetektorraumwinkel. Da der Stoßparameter b keine direkt zugängliche Meßgröße ist, wird stattdessen der Projektilstreuwinkel ϑ gemessen, welcher sich für die hier untersuchten Winkel eindeutig einem Stoßparameter b zuordnen läßt: $b = b(\vartheta)$. Somit erhält man aus dem Verhältnis der Zahl aller nachgewiesenen Ne^{q+} -Ionen koinzident zu allen unter einem bestimmten Projektilstreuwinkel ϑ detektierten Projektilen $N_{\text{ges}}(\vartheta)$ die streuwinkelabhängige Vielfachionisationswahrscheinlichkeit $P^{(q)}(\vartheta)$, welche sich eindeutig in $P^{(q)}(b)$ umrechnen und mit Modellrechnungen vergleichen läßt.

4.1. Umrechnung des Streuwinkels in Stoßparameter

Für sehr kleine Stoßparameter innerhalb des K-Schalenradius' des Targetatoms, kann b in sehr guter Näherung aus ϑ mittels der Rutherford'schen Streuformel berechnet werden. Da der hier untersuchte Streuwinkelbereich jedoch für beide Projektilenergien ungefähr Stoßparametern zwischen 900 fm und 20.000 fm entspricht, somit also im Bereich sowie außerhalb des Ne-K-Schalenradius' liegt (≈ 5.000 fm) muß die Abschirmung der Kernladung

durch diese Elektronen bei der genauen Ermittlung der Projektiltrajektorie und der Ablenkfunktion $b(\vartheta)$ berücksichtigt werden. Aus diesem Grunde wurde zur Berechnung von b aus dem Streuwinkel ϑ ein abgeschirmtes Coulombpotential angenommen. Dann ergibt sich für die Umrechnung der Streuwinkel in Stoßparameter [Hagm 82]:

$$b_{\text{screened}} = b_R \cdot \exp\left(-\frac{b_R}{3a}\right) \quad (4.1.1)$$

mit

$$b_R = \frac{Z_P Z_T e^2}{2E_{\text{cm}}} \cdot \text{ctg}\left(\frac{\vartheta_{\text{cm}}}{2}\right) \quad (4.1.2)$$

für ein nicht abgeschirmtes Potential (Rutherford) und dem Abschirmparameter [Bohr 48]

$$a = \frac{0,8 \cdot a_0}{\sqrt{Z_P^{2/3} + Z_T^{2/3}}} \quad (4.1.3),$$

a_0 ist der Bohrsche Radius der K-Schale des Wasserstoffatoms ($a_0 = 52.917 \text{ fm}$), Z_P die Kernladungszahl der Projektile und Z_T die der Targetkerne, e die Elementarladung, E_{cm} die totale kinetische Energie beider Stoßpartner im Schwerpunktsystem und ϑ_{cm} der Streuwinkel im Schwerpunktsystem.

Damit ergibt sich bei der Umrechnung der größten untersuchten Streuwinkel (kleiner Stoßparameter) eine unbedeutende Abweichung von 5 % im Stoßparameter, verglichen mit dem durch eine reine Rutherfordstreuung erhaltenen. Bei kleinen Streuwinkeln (großer Stoßparameter) beträgt eine Korrektur jedoch immerhin etwa 10 %.

Da die nCTMC-Rechnungen alle Kräfte (Zweikörper-Coulombkräfte) zwischen dem Projektil und den Targetelektronen, sowie zwischen diesen und dem Targetkern beinhalten, ermöglichen sie eine direkte Berechnung der Ablenkfunktion $b(\vartheta)$ ohne jegliche Annahme über ein Streupotential. Die für zwei Stoßparameter so durchgeführte Berechnung des Streuwinkels führte zu sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen, die unter Verwendung des abgeschirmten Potentials mit obigem Parameter a erhalten wurden.

4.2. Kinematik des Stoßprozesses und Nachweiswahrscheinlichkeit

Um eine verlässliche Stoßparameterabhängigkeit der Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten $P^{(q)}(b)$ zu erhalten, ist es notwendig, daß die Rückstoßionen verschiedener Ladung q und Energie, also koinzident zu unterschiedlichen Projektilstreuwinkeln ϑ , mit gleicher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Wie bereits in Kapitel 3 ausführlich diskutiert, werden jedoch nur diejenigen Rückstoßionen unabhängig von ihrer Energie mit gleichem Raumwinkel nachgewiesen, deren Impulskomponenten senkrecht zum Extraktionsfeld im Spektrometer "hinreichend klein" sind, d. h. Ereignisse bei denen die Streuebene möglichst parallel zum angelegten Feld liegt. (Der genaue quantitative Zusammenhang zwischen Raumwinkel, Rückstoßionenenergie und -ladung in Abhängigkeit vom Azimutalstreuwinkel φ_P des Projektils, findet sich in Kapitel 3.5.). Dabei werden Rückstoßionen, welche parallel zu den Feldlinien gestreut werden ($\varphi_P \approx 180^\circ$), unabhängig von ihrer Energie, schneller den Detektor erreichen als diejenigen, die in andere Richtungen gestreut werden. Antiparallel zum angelegten Feld gestreute Ionen ($\varphi_R \approx 180^\circ$, $\varphi_P \approx 0^\circ$) laufen jedoch, je nach Stoßimpuls, eine gewisse Strecke gegen das angelegte Potential, werden dann erst in Richtung des Detektors beschleunigt und kommen dementsprechend später an diesem an.

In Abb. 4.1 ist als Beispiel ein Flugzeitspektrum für 500 keV/u He auf Ne gezeigt, da sich bei diesem Stoßsystem die kinematischen Effekte deutlicher zeigen lassen. Man kann oberhalb des Untergrunds die Zeitpeaks der Ne-Rückstoßionen für Ladungszustände zwischen Eins und Vier sehen. Gleichzeitig fällt jedoch auf, daß für jeden Ladungszustand zwei Zeitpeaks auftreten, welche genau auf den oben diskutierten Effekt zurückzuführen sind. Da die Kraft im elektrischen Feld $K=q \cdot E$ proportional der Ladung der Teilchen ist, wird die Flugzeitdifferenz für Teilchen die in Richtung oder gegen das Extraktionsfeld gestreut werden mit zunehmendem Ladungszustand q kleiner. Der Abstand der "Doppelpeaks" in Abb. 4.1 wird deutlich geringer für größere Ladungszustände q . Erzeugt man das Zeitspektrum koinzident zu einem größeren Projektilstreuwinkel ϑ , d. h. die Rückstoßionen haben einen größeren Anfangsimpuls, ist die Aufspaltung der Zeitpeaks für gleiche Ladungszustände q entsprechen größer. Dies ist in Abb. 4.2 anhand eines zweidimensionalen Spektrums gezeigt: Die Ordinate stellt die Zeitachse (zunehmende Zeit von rechts nach links), die Abszisse den Streuwinkel ϑ dar. Deutlich ist die Doppelpeakstruktur zu erkennen: mit zunehmendem

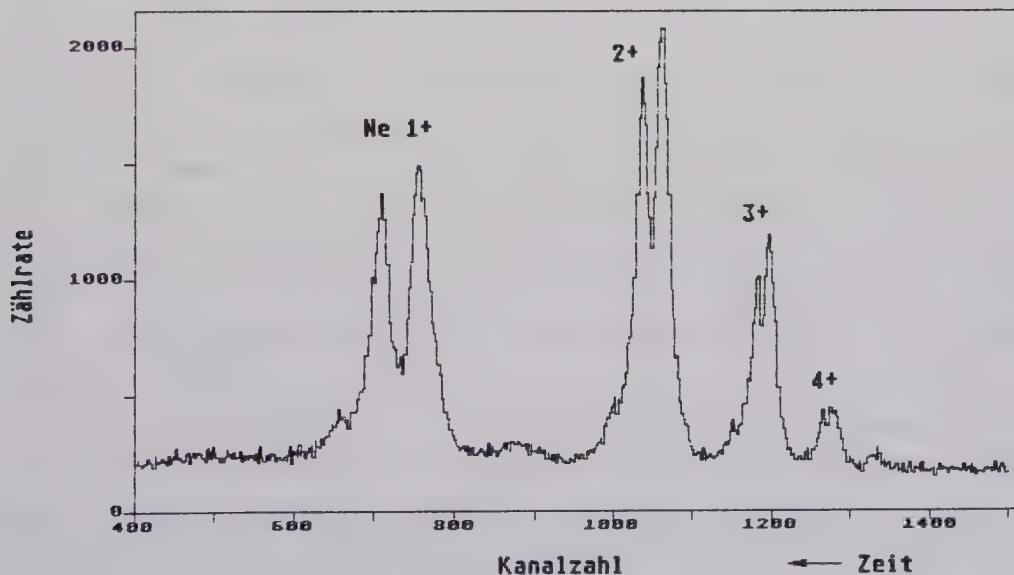


Abb.4.1: Flugzeitspektrum für 500 keV/u He^+ auf Neon.

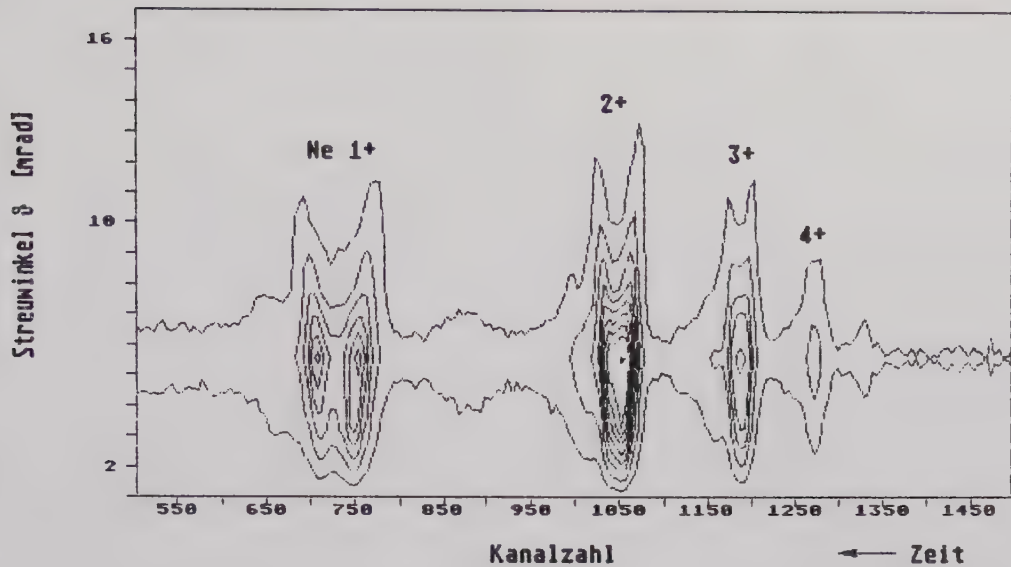


Abb. 4.2: Zweidimensionales Zeitspektrum von 500 keV/u He^+ auf Neon in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ .

Streuwinkel (wachsender Rückstoßenergie) wird die Flugzeitdifferenz zwischen parallel und antiparallel gestreuten Ionen immer größer, wobei die Zeitdifferenz, aufgrund ihrer geringen Ladung, für Ne^+ am deutlichsten zu beobachten ist.

Der zweidimensionale Nachweis der koinzidenten Projektilionen erlaubt es jedoch, die aufgrund dieser kinematischen Effekte auftretenden unterschiedlichen Raumwinkel für die Detektion der Rückstoßionen genau zu kontrollieren. Dies wird anhand von Abb. 4.3 deutlich, wo zwei zweidimensionale Spektren ("Zeit" gegen "Streuwinkel") gezeigt sind. In Abb. 4.3a wurden nur Projektile zur Erzeugung des Spektrums zugelassen, welche genau entgegen der Extraktionsspannung im Rückstoßionenspektrometer gestreut wurden (Azimutalstreuwinkel der Projektile φ_P von 170° – 190°), d. h. die zugehörigen Rückstoßionen wurden zum "Channeltron"-Detektor hin beschleunigt. Somit ist in Abb. 4.3a nur der "schnelle" Teil der Doppelpeakstruktur aus 4.2 zu sehen, in Abb. 4.3b ist gerade der umgekehrte Fall gezeigt (Projektil-Azimutalstreuwinkel: $\varphi_P = 350^\circ$ – 10°).

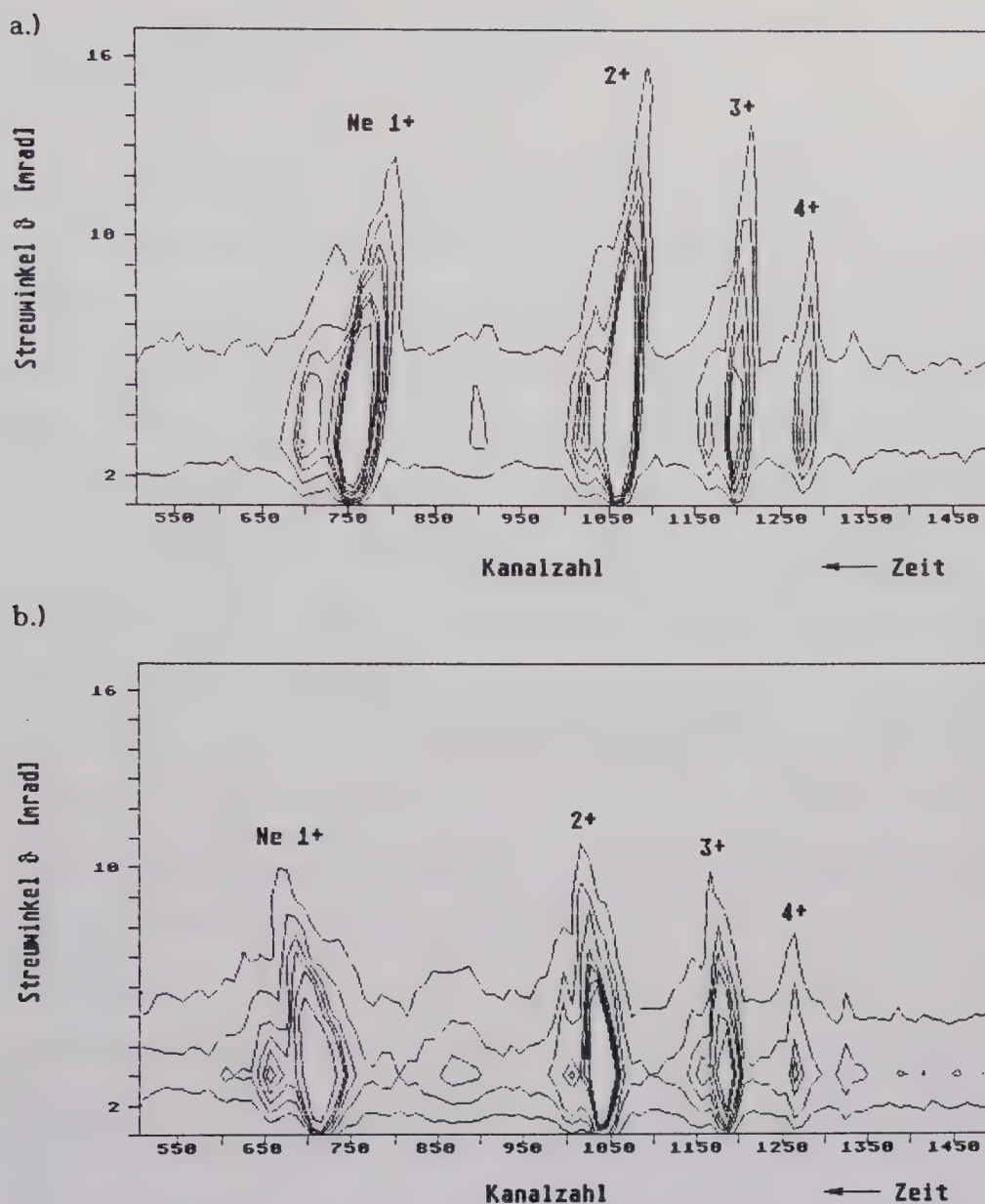


Abb. 4.3: Zweidimensionales streuwinkelabhängiges Zeitspektrum von 500 keV/u He^+ auf Neon. Einmal für Rückstoßionen, die in Richtung der Extraktionsspannung im Rückstoßionenspektrometer gestreut wurden (a). Zum anderen für Rückstoßionen, die entgegen der Extraktionsspannung gestreut wurden.

4.3. Relative Ionisationswahrscheinlichkeiten

Hat man durch das Setzen entsprechender Fenster auf den Projektil-Azimutalwinkel φ_P die Streuebene so gut festgelegt, daß keine Raumwinkelunterschiede im Nachweis von Rückstoßionen verschiedener Energie mehr auftreten, so erhält man die Zahl der bei einem bestimmten Streuwinkel ϑ_P erzeugten q -fach geladenen Rückstoßionen $N'_q(\vartheta)$ durch Integration der entsprechenden Zeitpeaks in den zu ϑ koinzidenten Zeitspektren. Wie in Kapitel 5 ausführlich behandelt werden wird, lassen sich bereits aus den Verhältnissen der so gewonnenen Zahl der Rückstoßionen verschiedener Ladungszustände zueinander, $N'_q(\vartheta)/N'_{ges}(\vartheta)$, weitreichende Schlüsse bezüglich der Statistik des Vielfachionisationsprozesses ziehen, sowie K- und L-Schalen-Einfachionisationswahrscheinlichkeiten berechnen.

Um relative Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit vom Projektilstreuwinkel ϑ (Stoßparameter b) $P'_q(\vartheta)$ zu erhalten, ist es notwendig, ein Maß für die Zahl aller in den Winkel ϑ_P gestreuten Projektile zu bekommen. Ein solches Maß $N'_{ges}(\vartheta)$ stellt jedoch gerade die Zahl der zufälligen Ereignisse in einem gewissen, fest ausgewählten Bereich der Zeitspektren für verschiedene ϑ_P und φ_P dar: diese hängt ausschließlich von der Gesamtzahl der am TAC anliegenden Startsignale und der jeweiligen, ϑ_P -abhängigen Stoprate ab. Aus Abb.4.4, einem zu einem gewissen Projektilstreuwinkel ϑ und Azimutalwinkel φ_P koinzidenten Zeitspektrum, soll exemplarisch die Berechnung von

$$P'_q(\vartheta) = \frac{N'_q(\vartheta)}{N'_{ges}(\vartheta)} \quad (4.3.1)$$

erläutert werden.

$N'_q(\vartheta)$ wird erhalten durch Integration des Zeitpeaks und entsprechenden Untergrundabzug von $N_q^{unt}(\vartheta)$, $N'_{ges}(\vartheta)$ ist die integrale Rate der zufälligen Ereignisse in einem festen Zeitin-

tervall Δt . Bei der Ermittlung von $P'_q(\vartheta)$ für verschiedene ϑ ist darauf zu achten, daß $N'_{\text{ges}}(\vartheta)$ immer über das gleiche Zeitintervall Δt integriert wird.

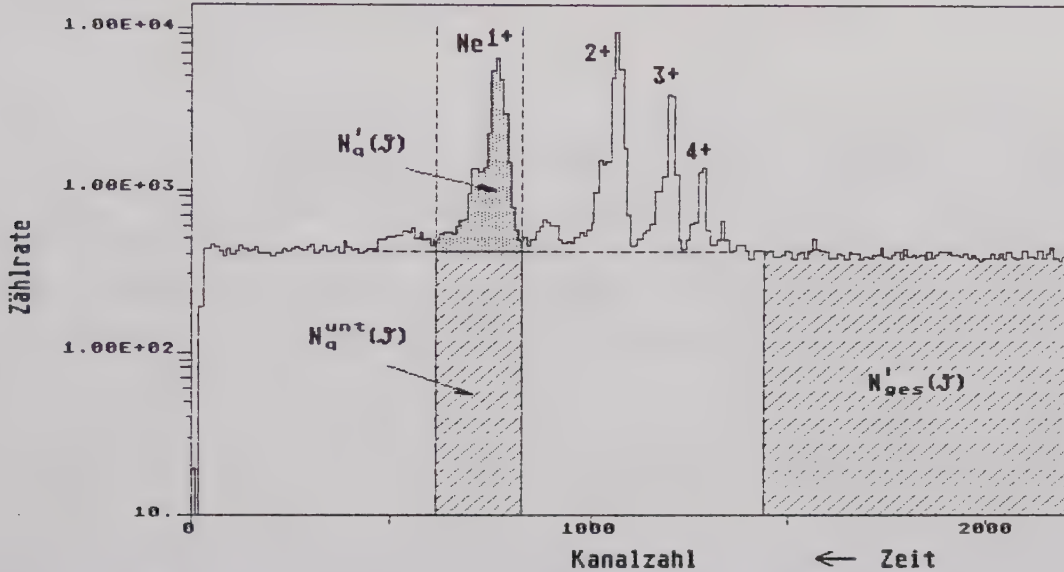


Abb. 4.4: Zeitspektrum für einen festen Projekilstreuwinkel und einen festen Azimutalwinkel.

4.4. Absolutnormierung

Die so erhaltenen relativen Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten zeigen zumindest für $q=1$ einen absolut konstanten Verlauf in dem hier untersuchten Stoßparameterbereich. Daraus ergibt sich die im folgenden dargestellte Möglichkeit, die Absolutnormierung, unter Heranziehung experimenteller Werte für den totalen Ionisationswirkungsquerschnitt σ_1^{tot} für $q=1$ aus der Literatur, durchzuführen.

Die Gesamtzahl der im untersuchten Stoßparameterbereich $\Delta b = [b_1, b_2]$ erzeugten einfach geladenen Rückstoßionen $N_1^R(\Delta b)$ ist

gegeben durch:

$$N_1^R(\Delta b) = N_0 \cdot \Delta x \cdot \varepsilon \cdot 2\pi \int_{b_1}^{b_2} P^{(1)}(b) \cdot b \cdot db \quad (4.4.1),$$

wobei N_0 die Gesamtzahl der Projektile, Δx die Targetdicke und ε das Produkt aus effektivem Raumwinkel und der Nachweiswahrscheinlichkeit des Gesamtsystems darstellt.

Die Gesamtzahl der bei allen Stoßparametern erzeugten einfach geladenen Rückstoßionen N_1^R läßt sich schreiben als

$$N_1^R = \sigma_1 \cdot N_0 \cdot \Delta x \cdot \varepsilon \quad (4.4.2).$$

Hierbei ist σ_1 der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einfach geladener Ne-Ionen für das jeweils betrachtete Stoßsystem. Die Zahlen N_0 , Δx und ε entsprechen denen in Gleichung 4.4.1.

Damit ergibt sich das Verhältnis der Zahl der im Stoßparameterbereich Δb erzeugten Rückstoßionen im Ladungszustand $q=1$ zur Gesamtzahl der bei allen b produzierten Ne^{1+} -Ionen zu

$$\frac{N_1^R(\Delta b)}{N_1^R} = N_0 \cdot \Delta x \cdot \varepsilon \cdot 2\pi \int_{b_1}^{b_2} P^{(1)}(b) \cdot b \cdot db / (\sigma_1 \cdot N_0 \cdot \Delta x \cdot \varepsilon) \quad (4.4.3).$$

Nach Kürzung der im Zähler und Nenner vorkommenden Konstanten N_0 , Δx und ε (denn sowohl der Strahlstrom N_0 wie auch die Targetdicke Δx und das Produkt aus Raumwinkel und Nachweiswahrscheinlichkeit ε sind bei der gleichzeitigen Ermittlung

von $N_1(\Delta b)$ und N_1 gleich) erhält man:

$$\frac{N_1^R(\Delta b)}{N_1^R} = 2\pi \int_{b_1}^{b_2} P^{(1)}(b) \cdot b \cdot db / \sigma_1 \quad (4.4.4).$$

Da $P^{(1)}(b)$ im Intervall $[b_1, b_2]$ in sehr guter Näherung konstant ist, also nicht von b abhängt ($P_1(b) = P_1$), kann diese Konstante aus obigem Integral gezogen werden:

$$2\pi \int_{b_1}^{b_2} P^{(1)}(b) \cdot b \cdot db = 2\pi P^{(1)}(b) \int_{b_1}^{b_2} b \cdot db \quad (4.4.5a).$$

Wenn das Integral ausgeführt wird, so ergibt sich:

$$2\pi \int_{b_1}^{b_2} P^{(1)}(b) \cdot b \cdot db = P^{(1)}(b) \cdot 2\pi (b_2^2 - b_1^2) \quad (4.4.5b).$$

Nach Einsetzen dieses Ausdruckes in 4.4.3 und Umstellung erhält man schließlich folgende, für die Durchführung der Absolutnormierung zu berechnende Gleichung:

$$P^{(1)}(b) = \frac{N_1^R(\Delta b)}{N_1^R} \cdot \sigma_1 \cdot \frac{1}{2\pi (b_1^2 - b_2^2)} \quad (4.4.6).$$

$N_1^R(\Delta b)$ ist demnach die Summe aller einfach geladenen Rückstoßionen im untersuchten Stoßparameterbereich $[b_1, b_2]$ und wird durch Integration des entsprechenden Zeitpeaks in dem zu Δb

koinzidenten Zeitspektrum erhalten. Dabei ist zu berücksichtigen, daß dieses Zeitspektrum, wie oben ausführlich diskutiert, nur koinzident zu einem bestimmten Projektil-Azimutalstreuwinkel $\Delta\varphi_P$ erzeugt werden kann, da nur für solche Streuebenen der Raumwinkel für den Rückstoßionennachweis konstant ist. Da der Stoßprozess jedoch isotrop bezüglich des Azimutalwinkels φ_P (oder $\varphi_R = \pi - \varphi_P$) ist, muß man die aus dem Zeitspektrum erhaltene Zahl der Ne^{1+} -Ionen somit mit einem Raumwinkelfaktor $2\pi/\Delta\varphi$ multiplizieren und erhält dann $N_1^R(\Delta b)$. Die Gesamtzahl der über alle b bzw. Projektilstreuwinkel ϑ erzeugten Rückstoßionen mit $q=1$ ist gleich der Zahl aller im Rückstoßionendetektor nachgewiesenen, nicht koinzidenten Ereignisse. Da 99 % der Ne^{1+} -Ionen bei sehr großen Stoßparametern, und somit nur mit geringen Rückstoßenergien erzeugt werden, ist der Raumwinkel des Rückstoßionenspektrometers unabhängig von der Azimutalrichtung der Streuebene und beträgt unabhängig von den sehr kleinen Rückstoßenergien ($E_R \leq 200 \text{ meV}$) in sehr guter Näherung 2π . Die so erhaltene Zahl N_1^R bedarf deswegen zwar keiner weiteren Raumwinkelkorrektur, jedoch muß etwa ein Anteil von 2 % höher geladener Ne-Ionen ($q>1$) abgezogen werden. Dieser kann genau wie der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einfach geladener Rückstoßionen σ_1 aus der Literatur erhalten werden [Dubo 84, 87]. Wie bereits diskutiert, kann der Streuwinkel ϑ , bestätigt durch nCTMC-Rechnungen, mit nur sehr geringem Fehler in einen Stoßparameter b unter Verwendung eines abgeschirmten Potentials umgerechnet werden, so daß sich das Stoßparameterintervall $[b_1, b_2]$ einfach aus dem vermessenen Streuwinkelintervall $[\vartheta_1, \vartheta_2]$ ergibt und sich der Ausdruck $(b_2^2 - b_1^2)$ damit bestimmen läßt. Damit sind alle Größen auf der rechten Seite von Gleichung 4.4.6 bekannt und $P^{(1)}(b)$ kann berechnet werden. Da das Verhältnis $P^{(q>1)}(b)/P^{(1)}(b)$ schon durch die Ermittlung relativer Wahrscheinlichkeiten genau festliegt, sind damit automatisch auch alle $P^{(q)}(b)$ für $q>1$ absolut normiert.

4.5. Fehlerbetrachtung

In den im Kapitel 5 dargestellten totalen Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten sind jeweils nur die statistischen Fehler angegeben. Der absolute Fehler in den $P^{(q)}(b)$ wird bei beiden Projektilenergien auf etwa 30 % abgeschätzt und setzt sich im einzelnen, aufgrund des oben beschriebenen Verfahrens zur Durchführung der Absolutnormierung, wie folgt zusammen:

- I. Fehler in der experimentellen Bestimmung von σ_1 gemäß den Angaben in Referenz [Dubo 84, 87]: 30 %
- II. Fehler im Wert von $(b_2^2 - b_1^2)$ aufgrund kleiner Unsicherheiten in der verwendeten Ablenkfunktion $b(\vartheta)$ sind kleiner als 10 %. Die Ergebnisse der nCTMC-Rechnungen weisen ebenfalls einen Fehler von 10 % auf.
- III. Statistische Fehler in der Ermittlung von $N^R(\Delta b)$ aufgrund von Strahlschwankungen: 9 %
- IV. Normierungsfehler bei der Integration in der Ermittlung von N_1^R : 8 %

Da der Teilchendetektor, wie in Kapitel 3 beschrieben, eine Ortsauflösung von etwa 0,5 mm aufwies, ist die Berechnung des Streuwinkels ϑ und damit der Stoßparameter b mit einem Fehler zwischen $x_1 = 2,5$ mm (kleine ϑ , große b) und $x_2 = 25$ mm (große ϑ , kleine b) von ca. ± 5 % behaftet.

Die zur Berechnung der Einfachionisationswahrscheinlichkeiten P_K und P_L verwendeten Verhältnisse der $P_q(b)$ zu $P_1(b)$ für $q > 1$ sind, da bei der Division der systematische Fehler von etwa 30 % herausfällt, nur mit einem statistischen Fehler behaftet, dessen Einfluß auf die Berechnung von P_K und P_L in Kapitel 5 in den entsprechenden Abbildungen einbezogen ist.

Wie die Ergebnisse der nCTMC-Rechnungen zeigen, und wie in

Kapitel 5 ausführlich diskutiert, werden aufgrund des Einflusses der Impulse der emittierten Elektronen, die Rückstoßionen nicht "exakt" in einen Streuwinkel $\vartheta_{\mathbf{R}}$ nahe 90° gestreut, sondern weisen, je nach Ladungszustand, eine breite Streuverteilung auf. Dies kann, wie für den Azimutalstreuwinkel $\varphi_{\mathbf{R}}$ diskutiert und entsprechend korrigiert, zu unterschiedlichen Raumwinkeln für den Nachweis der Rückstoßionen verschiedener Ladungszustände q führen, wobei höhergeladene Ne-Ionen einen größeren Raumwinkel aufweisen. Dies führt möglicherweise zu einem leichten Anwachsen des Nachweisraumwinkels mit dem Ladungszustand q und wird im Kapitel 5 ausführlich diskutiert. Dieser Effekt konnte allerdings mit der gewählten experimentellen Anordnung nicht aufgelöst werden.

5. Ergebnisse und Diskussion

In Abb. 5.1 und 5.2 sind die gemessenen Ne-Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten $P(q,b)$ in Abhängigkeit vom Stoßparameter für 0,5 MeV und 1 MeV Protoneneinschuß dargestellt. Die offenen Quadrate zeigen die Werte der totalen Ionisationswahrscheinlichkeit $P_{\text{tot}}(b) = \sum q \cdot P(q,b)$. Da bei beiden untersuchten Energien die Projektilgeschwindigkeit v_P größer ist als die mittlere Elektrogengeschwindigkeit der Neon-L-Elektronen v_e^L ($v_P/v_e^L \approx 3,4$ für 0,5 MeV und $v_P/v_e^L \approx 4,8$ für 1 MeV) und gleichzeitig die L-Schalenionisation zumindest für die Erzeugung niedriger Ladungszustände den Hauptbeitrag leistet, ist zu erwarten, daß die absoluten Wahrscheinlichkeiten $P(b,q=1)$ und $P(b,q=2)$ mit zunehmender Energie abnehmen, was sich deutlich in den Daten widerspiegelt.

Eine erste qualitative Betrachtung der Stoßparameterabhängigkeit der experimentellen Ergebnisse vermittelt jedoch zwei sich eigentlich widersprechende Eindrücke: Die Einfachionisationswahrscheinlichkeit $P(b,q=1)$ ist über den gesamten b -Bereich nahezu konstant und läßt somit auf eine b -unabhängige Ionisationswahrscheinlichkeit für die L- und K-Elektronen schließen, wohingegen die Mehrfachionisationswahrscheinlichkeiten $P(b,q \geq 2)$ mit abnehmendem b ansteigen, was eine zu kleinen b hin ansteigende L- und K-Ionisationswahrscheinlichkeit andeutet. Dieser scheinbare Widerspruch soll unten im Detail quantitativ diskutiert werden.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, zeigte sich im Stoßsystem F^{8+} auf Neon ein starker Anstieg der δ -Elektronenemission zu kleinen Stoßparametern hin, welcher von den Autoren [Skut88, Schm87] auf eine Ausrichtung der Ne-L-Unterschalen während des Stoßes zurückgeführt wurde. Teilweise motivierend für die hier durchgeführten Experimente war die Frage, ob sich dieser Anstieg auch in den absoluten Ionisationswahrscheinlichkeiten widerspiegelt. Dort wird ja über alle Elektronenemissionswinkel und -energien integriert. Dies ist wie aus Abb.5.1 und Abb.5.2 zu ersehen ist, offensichtlich in diesem Maße nicht der Fall, so

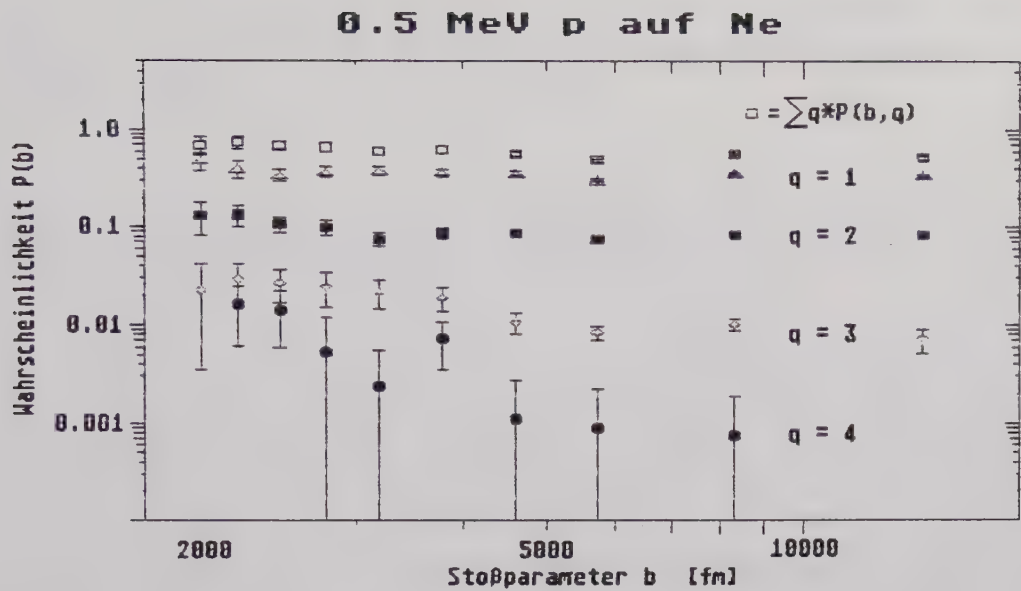


Abb. 5.1: Gemessene Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten $P(b, q)$ in Abhängigkeit vom Stoßparameter für 0.5 MeV $p \rightarrow \text{Ne}$.

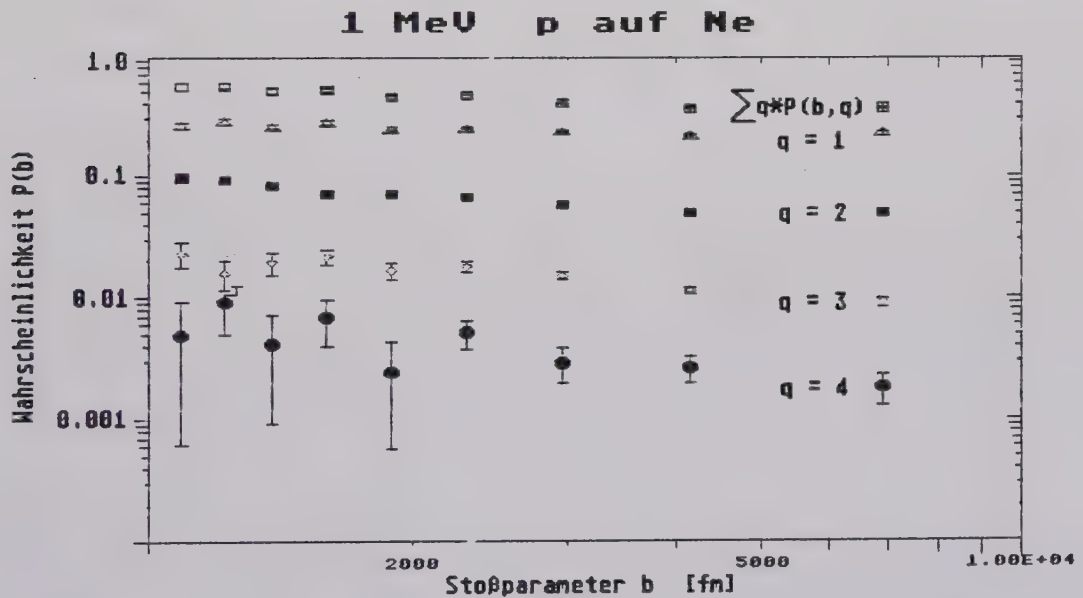


Abb. 5.2: Gemessene Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten $P(b, q)$ in Abhängigkeit vom Stoßparameter für 1 MeV $p \rightarrow \text{Ne}$.

daß die hier gemessenen Ionisationswahrscheinlichkeiten keine Aussage über die Orientierung der L-Unterschalen während des Stoßes zulassen.

5.1. Analyse der Daten im Bild "unabhängiger Elektronen"

Im folgenden sollen im Detail die Verhältnisse der $P(b,q)$ für die verschiedenen Ionisationsgrade diskutiert werden. Aus diesen Verhältnissen lassen sich quantitative Aussagen über die Ionisationswahrscheinlichkeiten der L- und K-Schale, sowie über nachfolgende Autoionisationsbeiträge machen.

Da die Störung der Ne-Elektronenhülle durch das Projektil bei beiden Einschußenergien groß ist ($P_{\text{tot}} \approx 0,5$) ist zu erwarten, daß der Einfluß der Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf die $P(b,q)$ klein sein wird und somit die Näherung voneinander unabhängiger Elektronen (IEA) recht gut erfüllt sein sollte. Wie in Kapitel 2.2 ausführlich diskutiert wurde, bedeutet dies, daß die Vielfachionisationswahrscheinlichkeiten $P(b,q)$ als Binomialverteilung der L- und K-Einfachionisationswahrscheinlichkeiten $P_L(b)$ und $P_K(b)$ beschrieben werden können. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß bei Erzeugung einer K-Vakanz praktisch "immer" ein K-Auger-elektron nachfolgend emittiert wird, dessen Augerelektronenkoeffizient nahezu Eins ist. Mögliche Mehrfachanregungen der L-Elektronen mit nachfolgender L-Auger-elektronenemission sowie Doppel-K-Schalenanregung sollen hier ausgeschlossen und Elektroneneinfang vernachlässigt werden. Damit ergeben sich für die $P(q)$:

$$\text{Def.: } B_{nk} = \binom{k}{n} P_L^n (1 - P_L)^{k-n} \quad (5.1.1),$$

in unserem Fall gilt: $k = 8$.

$$P^{(1)} = B_{17}(1 - P_K)^2 + B_{08} \cdot 2P_K(1 - P_K) \cdot \omega \quad (5.1.2),$$

$$P^{(2)} = B_{26}(1 - P_K)^2 + B_{17} \cdot 2P_K(1 - P_K) \cdot \omega + B_{08} \cdot 2P_K(1 - P_K)(1 - \omega) \quad (5.1.3),$$

$$P^{(3)} = B_{35}(1 - P_K)^2 + B_{26} \cdot 2P_K(1 - P_K) \cdot \omega + B_{17} \cdot 2P_K(1 - P_K)(1 - \omega) \quad (5.1.4),$$

$$P^{(4)} = B_{44}(1 - P_K)^2 + B_{35} \cdot 2P_K(1 - P_K) \cdot \omega + B_{26} \cdot 2P_K(1 - P_K)(1 - \omega) \\ + B_{08} \cdot P_K^2 \cdot (1 - \omega)^2 + B_{17} \cdot P_K^2 \cdot \omega(1 - \omega) \quad (5.1.5),$$

mit dem Fluoreszenzkoeffizienten ω und dem Augerkoeffizienten $(1 - \omega)$.

Da die hier gewonnenen absoluten Wahrscheinlichkeiten $P(b,q)$ wegen der Datennormierung auf Dubois et al. [Dubo 84, Dubo 87] einen Fehler von $\pm 30\%$ haben, lassen sich die absoluten P_L und P_K aus den Verhältnissen $P(b,q)/P(b,q=1) = P_{q1}$ mit wesentlich höherer Genauigkeit bestimmen, denn hier gehen nur die relativen Fehler der $P(b,q)$ zueinander ein (nur statistische Fehler). Setzt man für die verschiedenen Stoßparameter b die gemessenen P_{q1} in die entsprechend durcheinander dividierten obigen Gleichungen ein, so erhält man in der zweidimensionalen P_L - P_K -Ebene für jedes P_{q1} eine Wertemenge der möglichen P_L - P_K -Kombinationen, welche die gemessenen P_{q1} ergeben.

In Abb. 5.1.1 sind für verschiedene Stoßparameter für 0,5 und 1 MeV $p \rightarrow \text{Ne}$ die jeweiligen Lösungsmengen P_L und P_K für verschiedene P_{q1} ($q=2,3,4$) schraffiert dargestellt. Die Größe der schraffierten Fläche ergibt sich aus den experimentellen Fehlern in der jeweiligen Bestimmung der Verhältnisse P_{q1} . Außerdem ist noch die Grenzlinie (durchgezogene Kurve) eingetragen, die sich aus der gemessenen totalen Ionisationswahrscheinlichkeit $P_{\text{tot}} = \sum q \cdot P(q) = 2P(1 + w_A) + 8P_L \approx 4P_K + 8P_L$ ergibt. Im Bild unabhängiger Elektronen würde man erwarten, daß alle Kurven bzw. Bereiche für verschiedene P_{q1} so überschneiden, daß sich ein gemeinsamer Lösungswert für $P_L(b)$ und $P_K(b)$ bei jedem Stoßparameter ergibt. Innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen würden P_{21} , P_{31} und P_{tot} noch gemeinsame P_L - und P_K -Werte zulassen. Bei genauer Betrachtung zeigen alle Daten jedoch die Tendenz, daß bei kleinen Stoßparametern mehr hochgeladene Ionen erzeugt werden, als man nach der Binomialformel erwartet.

Abb. 5.1.1 a:

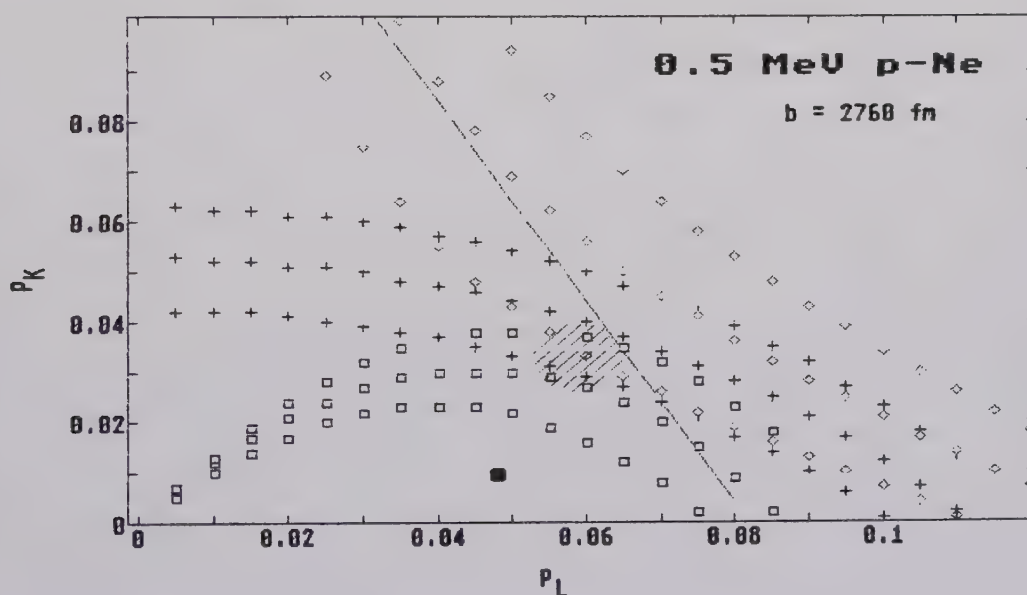


Abb. 5.1.1 b:

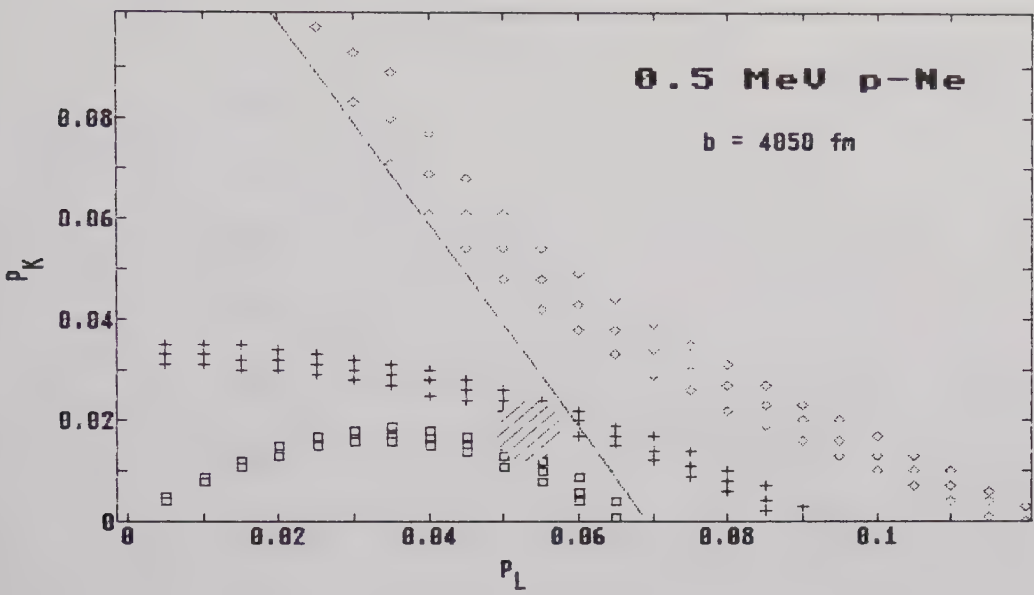


Abb. 5.1.1 c:

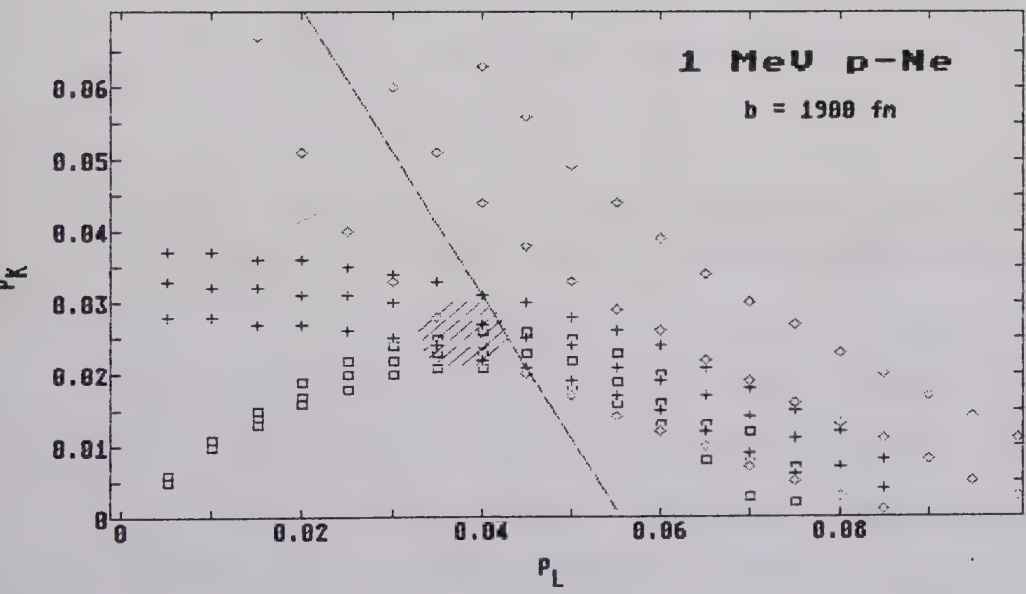


Abb. 5.1.1 d:

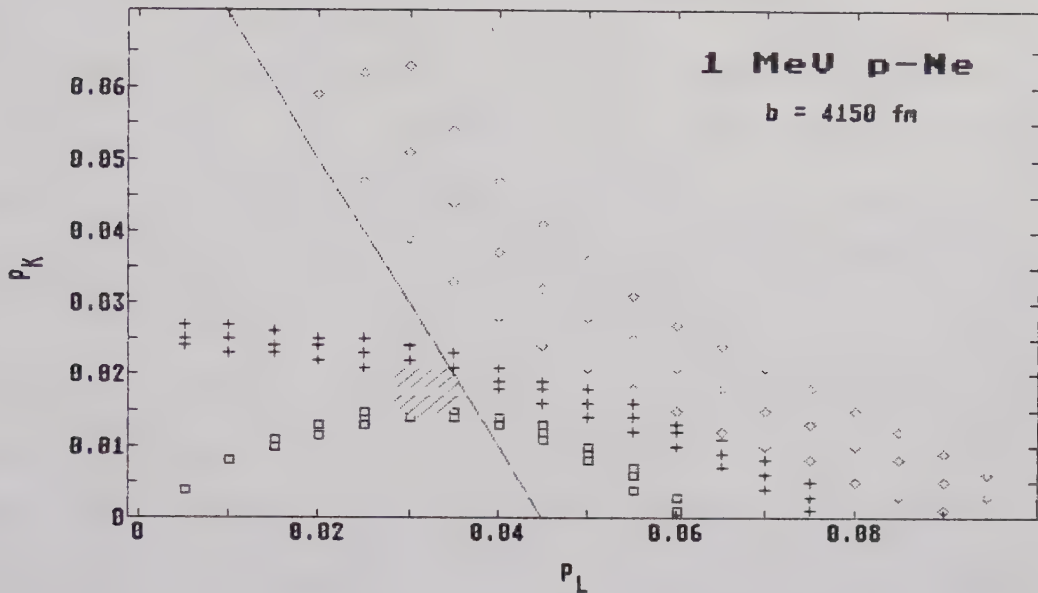


Abb. 5.1.1: Mögliche Lösungen P_K/P_L (schraffierter Bereich) für die verschiedenen Verhältnisse P_{q1} : P_{21} (Quadrate), P_{31} (Kreuze), P_{41} (Rauten), bei unterschiedlichen Stoßparametern und Projektilenergien. Durchgezogene Linie: P_{tot} .

5.2. Mögliche Ursachen für Abweichungen von der Binomialstatistik

Die vorangegangene Analyse deutet darauf hin, daß es noch andere Reaktionskanäle gibt, die bevorzugt höher geladene Ionen erzeugen. Diese Kanäle lassen sich tatsächlich durch systematischen Vergleich mit der nCTMC-Rechnung identifizieren. Die n-CTMC-Rechnungen zeigen deutlich, daß die Mehrfachanregung der L-Elektronen in höher gebundene Zustände nicht vernachlässigbar ist (ca. 10% aller Ionisationsprozesse). Dies wird zur Autoionisation von solchen mehrfachangeregten Atomen führen. Die

Autoionisationskoeffizienten (d. h. Augerelektronenkoeffizienten der äußeren Schalen) hängen stark vom Ionisationsgrad q ab und sind nicht durch eine Binomialverteilung zu beschreiben. Z. B. führt Einfachanregung niemals zu solchen Autoionisationsprozessen. Dadurch werden höher geladene Ionen bevorzugt erzeugt in Übereinstimmung mit der obigen Datenanalyse.

Weiterhin zeigen die n-CTMC-Rechnungen, daß die Winkelverteilung des $(q=1)$ -Rückstoßions durch den Einfluß des Impulses des emittierten Elektrons eine Halbwertsbreite von ca. 40 % hat, d. h. die $(q=1)$ -Rückstoßionen in die Winkel $\vartheta_R = 70^\circ$ und $\vartheta_R = 110^\circ$ emittiert werden [Olson, private Mitteilung]. Da bei der Erzeugung höher geladener Rückstoßionen gleichzeitig mehrere Elektronen emittiert werden und sich deren Impulse zum Teil gegenseitig aufheben, wird der Rückstoßimpuls des ionisierten Neon-Atoms hauptsächlich durch den Impuls des gestreuten Projektils festgelegt [Olson et al. für $U32+$ auf Neon]. Die höher geladenen Rückstoßionen werden daher in einem engeren Winkelbereich um $\vartheta_R \approx 90^\circ$ emittiert (und damit mit einem größeren effektiven Raumwinkel im benutzten Rückstoßionenspektrometer nachgewiesen). In Abb. 5.2.1 ist die Winkelverteilung der $(q=1)$ -Rückstoßionen in Abhängigkeit von ϑ_R dargestellt. Wie in Abb. 5.2.2 zu sehen ist, sind die Projektiltransversalimpulse weniger durch den Elektronenimpuls beeinflusst. Man sieht, daß die Projektilstreuwinkelverteilung kaum verbreitert ist, und fast alle Projektile beim Sollwinkel (leicht abgeschirmte Coulombbahn) nachgewiesen werden. Aus der ausführlichen Diskussion des effektiven Spektrometerraumwinkels für verschiedene Rückstoßionenenergien und -azimutalstreuwinkel (Kap. 3.5) ergibt sich, daß auch diese, von der Theorie berechneten und unerwarteten unterschiedlichen Winkelverteilungen für die verschiedenen Rückstoßionenladungszustände, zu verschiedenen effektiven Nachweisraumwinkeln des benutzten Spektrometers führen. Im Gegensatz zu dem zuvor berechneten und durch die Auswertung exakt zu eliminierenden in Kap. 3.5 beschriebenen Einfluß der Azimutalstreuverteilung auf die Nachweiswahrscheinlichkeit, läßt sich diese Beeinträchtigung der Effizienz durch

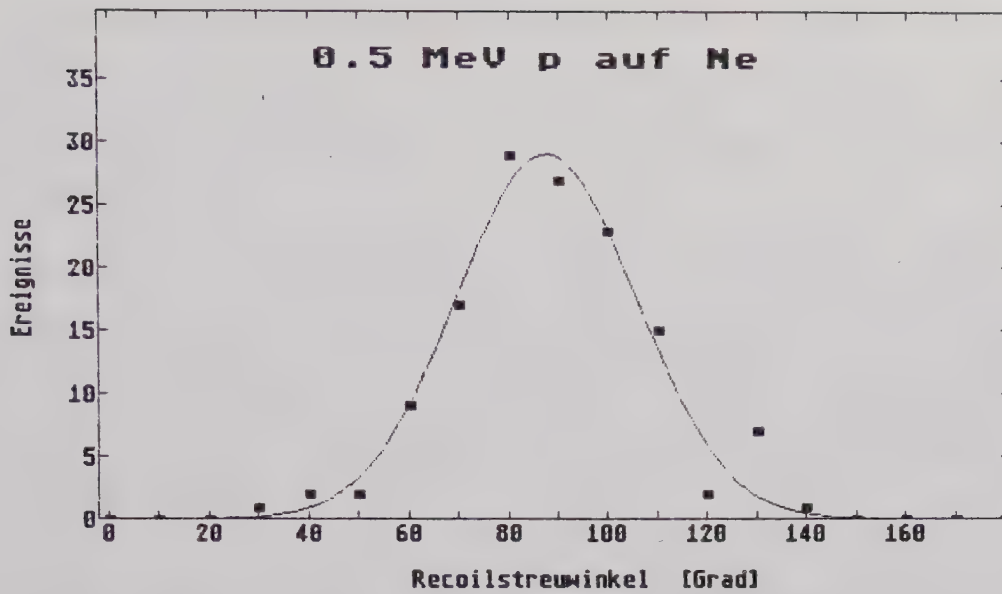


Abb. 5.2.1: Theoretische Winkelverteilung der $(q=1)$ -Rückstoßionen in Abhängigkeit von ϑ_R [Olson, private Mitteilung].

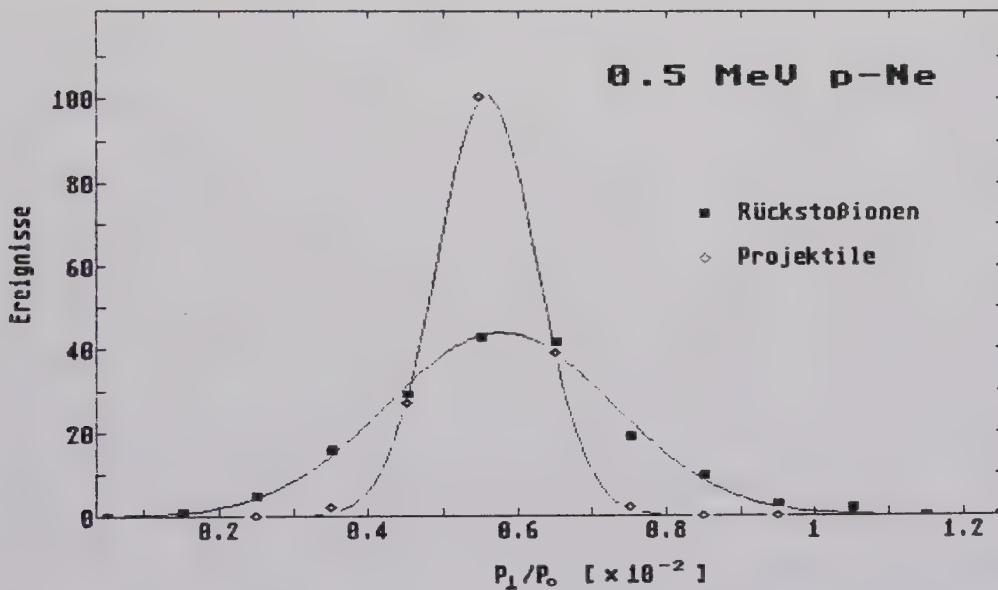


Abb. 5.2.2: Theoretische Verteilung der Projektile und Rückstoßionen in Abhängigkeit vom Projektilstreuwinkel (Projektiltransversalimpuls/ p_0) [Olson, private Mitteilung].

unterschiedliche Rückstoßionenstreuwinkel nicht im Nachhinein korrigieren, und führt zu einem bevorzugten Nachweis der unter 90° gestreuten Rückstoßionen. Damit werden die stärker unter 90° gestreuten höhergeladenen Ionen mit größerem Raumwinkel detektiert.

Aus der anhand der Abb. 5.1 und 5.2 festgestellten Tendenz (Erhöhung der Ionisationswahrscheinlichkeit der höher geladenen Ionen) kann somit, in Übereinstimmung mit der n-CTMC-Theorie geschlossen werden, daß die Mehrfachanregung der L-Elektronen in höhere gebundene Zustände meßbare Beiträge liefert und die niedrig geladenen Rückstoßionen über einen weiten Winkelbereich emittiert werden.

5.3. Vergleich mit nCTMC- und SCA-Rechnungen

In Tabelle 5.1 sind die experimentell ermittelten P_L und P_R zusammen mit den Ergebnissen der nCTMC- sowie SCA-Rechnungen dargestellt. Da die nCTMC-Rechnungen sehr aufwendig sind, liegen hier nur für den größten Stoßparameter Ergebnisse vor. Die Übereinstimmung mit den nCTMC-Resultaten ist für die L-Schale zufriedenstellend, was gleichzeitig deutlich macht, daß der hier untersuchte Vielfachionisationsprozess trotz der ausgiebig diskutierten komplizierten Autoionisationsbeiträge in seiner wesentlichen Tendenz gut im Bild voneinander unabhängiger Elektronen, auf dem ja die experimentelle Analyse beruht, zu beschreiben ist. Die Autoionisationsbeiträge zur Einfach- und Zweifachionisation errechnen sich im nCTMC-Formalismus zu etwa 2,5 % bei 500 keV und 2,7 % ($q=2$) bzw. 5,5 % ($q=1$) bei 1000 keV Einschußenergie. Da diese in der experimentellen Analyse nicht explizit mit einbezogen werden konnten, beinhalten die experimentell gewonnenen P_L -Werte indirekt kleine Anteile von Augerprozessen. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß sich die nCTMC-Theorie für die Beschreibung der Ne-K-Schalenionisation aufgrund der hohen

Elektronengeschwindigkeiten v_K im Vergleich zur Projektilgeschwindigkeit ($v_K^e \approx v_P$) am Rande ihres Gültigkeitsbereiches befindet. Aufgrund der sehr großen Störung, die das Projektil in den hier untersuchten Ionisationsprozessen darstellt, ist zu erwarten, daß die Ergebnisse der SCA-Rechnungen nicht gut mit den experimentellen Resultaten übereinstimmen, was zumindest für P_L deutlich aus Tabelle 5.1 zu ersehen ist, während die Übereinstimmung für P_K zufriedenstellend ist. Aufgrund der kleineren K-Schalenionisationswahrscheinlichkeiten kommen die SCA-Werte für P_K bei 500 keV Protoneneinschussenergie, also bei "kleiner Störung", den experimentellen Daten im Rahmen der Fehler sehr nahe.

$E_P = 500 \text{ keV}, b = 4050 \text{ fm}$

	P_K	P_L
Exp	2,0 %	5,2 %
nCTMC	1,8 %	4,8 %
SCA	1,9 %	1,6 %

$E_P = 500 \text{ keV}, b = 2760 \text{ fm}$

	P_K	P_L
Exp	3,0 %	6,0 %
nCTMC	/	/
SCA	2,4 %	1,7 %

$E_P = 1000 \text{ keV}, b = 4150 \text{ fm}$

	P_K	P_L
Exp	1,8 %	3,2 %
nCTMC	2,2 %	3,2 %
SCA	2,0 %	0,8 %

$E_P = 1000 \text{ keV}, b = 1900 \text{ fm}$

	P_K	P_L
Exp	2,6 %	3,8 %
nCTMC	/	/
SCA	2,8 %	0,9 %

Tabelle 5.1: Gegenüberstellung von aus Abb.5.1.1a-d ermittelten Ionisationswahrscheinlichkeiten mit Ergebnissen aus nCTMC- und SCA-Rechnungen

Wie die hier geführte Diskussion zeigt, sind aus Abweichungen zwischen Experiment und Binomialverteilung keine Schlüsse auf Elektron-Elektron-Korrelationen möglich, da die komplexen Ionisations- und Autoionisationsprozesse zu Verschiebungen und nicht linearen Transformationen der Ladungsverteilung führen können, sowie die Einflüsse der Elektronenimpulse auf die Kinematik der nuklearen Stoßpartner nicht vernachlässigbar sind und die gemessenen Verteilungen beeinflussen können.

Zur Zeit der Durchführung dieses Experiments war die Bedeutung dieses Elektronenimpulseinflusses auf die Rückstoßionenverteilung noch nicht bekannt, so daß nicht versucht wurde, die Zeitauflösung zu verbessern, um somit die Rückstoßionentransversalimpulsverteilung direkt zu messen. Der hier benutzte Projektil-detektor erlaubt es, den Transversalimpuls (θ - und φ -Richtung) exakt zu bestimmen. Wenn die Rückstoßimpulse zusätzlich gemessen werden, können die von der nCTMC-Theorie vorausgesagten Effekte des Elektronenimpulses ermittelt werden.

6. Schlußbemerkungen

Die ersten Messungen der Stoßparameterabhängigkeit der Vielfachionisation in engen Proton-Neon-Stößen zeigen keine überraschenden und unerwarteten Resultate. Der von Skutlartz im F^{8+} -Ne-System beobachtete starke Anstieg in der δ -Elektronenemissionswahrscheinlichkeit zu kleinen b [Schm87] ist in den hier gemessenen, totalen Ionisationswahrscheinlichkeiten nicht zu beobachten. Eine Aussage über die Orientierung der L-Unterschalen während des Stoßes ist also nicht möglich.

Wie für viele andere Stoßsysteme kann die nCTMC-Theorie auch im hier untersuchten Proton-Neon-System gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielen. Die Rechnungen machen deutlich, daß die Mehrfachanregung der L-Schale mit anschließender Autoionisation stark zur Einfach- und Zweifachionisation beiträgt.

Die Optimierung der Zeitauflösung des verwendeten Rückstoßionenspektrometers, sowie ein Betrieb bei niedriger Extraktionsspannung sollte die Bestimmung des Ne-Rückstoßionenimpulses transversal zur Strahlrichtung in Koinzidenz mit demjenigen des Projektils ermöglichen und somit den von der Theorie berechneten Einfluß der Elektronenimpulse experimentell zugänglich machen. Dies ist als Arbeitsprogramm am Van-de-Graaff-Beschleuniger der Universität von Jordanien in Amman vorgesehen.

Literaturverzeichnis

- [Amu 75] P. A. Amundsen und L. Kocbach, J. Phys. B **8**, 112 (1975)
- [Amu 76] P. A. Amundsen, J. Phys. B **9**, 971 (1976)
- [Ande 86] L. H. Andersen et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2147 (1986)
- [Ban 59] J. Bang, J. Hansteen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31**, Nr. 13 (1959)
- [Berg 87] H. Berg, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1987
- [Bec 84] R. L. Becker, A. L. Ford und J. F. Reading, Phys. Rev. A **29**, 3111 (1984)
- [Bohr 48] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **18**, 8 (1948)
- [Brös 76] H. Brösicke, Diplomarbeit, Heidelberg 1976
- [Bres 77] A. Breskin, Nucl. Instr. Meth. **146**, 461 - 463 (1977)
- [Chri 52] J. Christiansen, Z. angew. Phys. **4**, 326 (1952)
- [Cock 79] C. L. Cocke, Phys. Rev. A **20**, 749 (1979)
- [Dexh 86] K. Dexheimer, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1986
- [Dörn 87] R. Dörner, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1987
- [Dubo 84] R. D. DuBois, L. H. Toburen und M. E. Rudd, Phys. Rev. A **29**, 70 (1984)

- [Dubo 87] R. D. DuBois und S. T. Manson, Phys. Rev. A **35**, 2007 (1987)
- [Fis 77] C. F. Fischer, *The Hartree-Fock Method for Atoms*, NY Wiley, 28 (1977)
- [Gauk 77] G. Gaukler, H. Schmidt-Böcking, R. Schuch, R. Schul, H. J. Specht und I. Iseruya, Nucl. Instr. Meth. **141**, 115 (1977)
- [Gra 80] T. J. Gray, C. L. Cocke und E. Justiniano, Phys. Rev. A **22**, 849 (1980)
- [Hagm 82] S. Hagmann, C. Cocke, J. McDonald, P. Richard, H. Schmidt-Böcking und R. Schuch, Phys. Rev. A **25**, 1918 (1982)
- [Han 73] J. S. Hansen, Phys. Rev. A **8**, 822 (1973)
- [Horb 83] M. Horbatsch, J. W. Darewyck, R. P. McEachran, J. Phys. B **16**, 4451 (1983)
- [Horb 85] M. Horbatsch und R. M. Dreizler, Phys. Rev. Lett. A **113**, 251 (1985)
- [Horb 86a] M. Horbatsch, J. Phys. B **19**, L193 (1986)
- [Horb 86b] M. Horbatsch, Z. Phys. D **1**, 337 (1986)
- [Horb 86c] M. Horbatsch und R. M. Dreizler, Z. Phys. D **2**, 183 (1986)
- [Kelb 82] S. Kelbch, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1982
- [Kelb 87] S. Kelbch, Dissertation, Universität Frankfurt 1987

- [Klei 84] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Stuttgart (1984)
- [Kocb 80] L. Kocbach, H.M. Hansteen und G. Gunderson, Nucl. Instr. Meth. **169**, 281 (1980)
- [Lan 84] L.D. Landau und E.M. Lifschitz in: *Lehrbuch der Theoretischen Physik III, Quantenmechanik*, 7. Auflage, Akademie Verlag Berlin 1984
- [Lapi 86] J.S. Lapington und H.E. Schwarz, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. **33**, 288 (1986)
- [Lich 80] W. Lichten, J. Phys. Chem. **84**, 2102 (1980)
- [Madi 75] D.H. Madison und E. Merzbacher, *Atomic Innershell Processes Bd. I*, B. Crasemann (Hrsg.), Academic Press New York 1975
- [Mer 58] E. Merzbacher, H.W. Lewis, Enzyklopedia at Physics Vol. 35, 166, S. Flügge (Hrsg.), Springer Verlag Berlin
- [McGu 77] J.H. McGuire und L. Weaver, Phys. Rev. A **16**, 41 (1977)
- [Olso 77] R.E. Olson und A. Salop, Phys. Rev. A **16**, 41 (1977)
- [Olso 79] R.E. Olson, J. Phys. B **12**, 1843 (1979)
- [Olso 87] R.E. Olson, Phys. Rev. A **36**, 1519 (1987)
- [Olso 88] R.E. Olson und T.J. Gay, Phys. Rev. Lett. **61**, 302 (1988)

- [Olso 89] R. E. Olson, (accepted) Phys. Rev. A
- [Pau 78] M. Pauli und D. Trautmann, J. Phys. B **11**, 2511 (1978)
- [Read 87] J. F. Reading und A. L. Ford, Phys. Rev. Lett. **58**, 543 (1987)
- [Röse 82] F. Rösel, D. Trautmann und G. Baur, Nucl. Instr. Meth. **192**, 43 (1982)
- [Rudd 76] M. E. Rudd, L. H. Toburen und N. Stolterfoht, At. Data Nucl. Data Tables **18**, 413 (1976)
- [Schl 59] H. Schlumbohm, Z. ang. Physik **11**, 156 (1959)
- [Schl 82] A. S. Schlachter et al., Phys. Rev. A **26**, 1373 (1982)
- [Schm 83] H. Schmidt-Böcking, W. Schadt und S. Kelbch, *Fundamental Processes in Energetic Atomic Collisions*, H. O. Lutz (Hrsg.), Plenum Press New York 1983
- [Schm 87] H. Schmidt-Böcking, A. Skutlartz und S. Hagmann, Phys. Lett. A **122**, 42 (1987)
- [Schu 84] B. Schuch, Diplomarbeit, Universität Gießen 1984
- [Seip 87] R. Seip, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1987
- [Skut 88] A. Skutlartz, S. Hagmann, C. Kelbch und H. Schmidt-Böcking, Physica Scripta **T22**, 307 (1988)
- [Town15] J. S. Townsend, *Electricity in Gases*, Clarendon Press, Oxford Press, Oxford, 1915

- [Trau 85] D. Trautmann, F. Rösel und G. Baur, J. Phys. **318**,
1167 (1985)
- [Ullr 83] J. Ullrich, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1983
- [Ullr 87] J. Ullrich, Dissertation, Universität Frankfurt 1987

Danksagungen

Ich möchte hiermit allen, die zum erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit beigetragen haben herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktor-Vater Herrn Prof. Dr. Klaus Bethge. Sein Engagement ermöglichte es mir, im Rahmen des von ihm betreuten und von der GTZ finanzierten Beschleuniger-Projekts an der Universität Amman (Jordanien), meine Doktorarbeit am Institut für Kernphysik der J.-W.-Goethe-Universität Frankfurt durchzuführen.

Herrn Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking möchte ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe danken. Er und Herr Dr. Joachim Ullrich haben durch ihre intensive Betreuung, ihre dauernde Diskussionsbereitschaft und ihre Geduld sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Während der Arbeiten am Department of Physics der Universität von Jordanien in Amman hat mir Prof. Dr. I. Shahin stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, besonders den Herren Reinhard Dörner, Volker Dangendorf, Robert Koch und Rainer Seip danke ich für die Mithilfe bei der Durchführung der Experimente.

Stellvertretend für die Beschleunigermannschaft danke ich den Herren Dipl.-Ing. Meinel und Schneider für die Hilfestellung während der Experimente.

Für das schnelle und saubere Ausführen von Aufträgen bedanke ich mich hiermit bei Herrn Zanger, stellvertretend für die ganze Werkstatt und bei Herrn Staudte, stellvertretend für die Elektronikwerkstatt. Frau Claudia Freudenberger danke ich für das Anfertigen von Zeichnungen.

Herrn Rainer Seip danke ich für die sprachliche Hilfe beim Abfassen dieser Arbeit.

Lebenslauf

Name: Hisham Husni Sharabati

Geboren: am 03.09.1951 in Jerusalem, Jordanien

Familienstand: verheiratet, 2 Kinder

Schulbildung: 1958 - 1964 Grundschule in Jerusalem
1964 - 1968 Mittelschule in Jerusalem
1968 - 1970 Gymnasium in Ramallah
Juli 1970: Abschluß: Allgemeine Hochschulreife

Studium: 1970 - 1971 Naturwissenschaften an der Universität
von Jordanien in Amman
04.72 - 09.72 Grundpraktikum bei FORD Köln
1972 - 1973 Studienkolleg an der TH Aachen
1973 - 1976 Grundstudium der Elektrotechnik an
der TH Aachen
03.76 Diplomvorprüfung
1976 - 1983 Hauptstudium der Elektrotechnik an
der TH Aachen
02.78 - 05.78 Fachpraktikum bei RWE Weissweiler
03.79 - 02.80 Wahl- und Diplomarbeit bei KFA Jülich
1981 - 1982 Tätigkeit im Institut für Elektrische
Anlagen an der TH Aachen
04.1983 Diplomhauptprüfung Elektrotechnik
Fachrichtung Reaktortechnik

Berufstätigkeit: Leitender Ingenieur am Van-de-Graaff-Beschleuniger
der Universität von Jordanien in Amman

Promotion: 01.1985 Beginn der Doktorarbeit am Fachbe-
reich Physik der Universität von
Jordanien in Amman und am Insitut
für Kernphysik der J.W. Goethe-Uni-
versität in Frankfurt

